

В.А. Иванов

МИКРОПЛАЗМЕННЫЕ РАЗРЯДЫ

ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ, ПРИЛОЖЕНИЯ

Москва

УДК 533.9, 537.5

PACS 52.30.-q , 52.40.Hf , 52.40.Kh , 52.50.Dg , 52.55.Dy , 52.75.-d , 52.77.-j ,
52.80.-s

ББК 22.333

И20

Иванов В.А. Микроплазменные разряды. *Теория, эксперимент, приложения*. М.: НИЯУ МИФИ, 2026. – 316 с.

Монография написана на основе теоретических и экспериментальных исследований, выполненных под руководством автора В.А. Иванова в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН при участии сотрудников Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН. Все представленные исследования опубликованы в статьях в российских и зарубежных научных журналах, в трудах научных конференций, представлялись в докладах на семинарах российских и европейских научных учреждений и университетов. Основной материал докладывался на Международных конференциях по взаимодействию плазмы с поверхностью (PSI), проводимых НИЯУ МИФИ, Международных Звенигородских конференциях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (ICPAF), Международных симпозиумах по разрядам и электрической изоляции в вакууме (ISDEIV). Монография может быть использована инженерами и научными сотрудниками при разработке плазменных технологий модификации поверхности металлов и сплавов, а также будет полезна аспирантам и студентам, специализирующимся в области физики плазмы и плазменных технологий.

The monograph is based on theoretical and experimental research conducted under the supervision of the author V.A. Ivanov at the A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences with the participation of staff from the A.A. Blagonravov Institute of Mechanical Engineering of the Russian Academy of Sciences. All the presented studies have been published in articles in Russian and foreign scientific journals, in proceedings of scientific conferences, it were presented in reports at seminars held by Russian and European scientific institutions and universities. The main material was presented at the international conferences Plasma-surface Interaction (PSI) held by the National Research Nuclear University MEPHI, International Zvenigorod conferences on plasma physics and controlled thermonuclear fusion (ICPAF), International symposia on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). The monograph can be used by engineers and researchers in the development of plasma technologies for surface modification of metals and alloys, and will be useful for graduate students and students specializing in plasma physics and plasma technologies.

Рецензенты: гл. науч. сотр. ИИХС РАН д-р физ.-мат. наук Ю.А. Лебедев, доц. НИЯУ МИФИ, канд. физ.-мат. наук А.А. Степаненко

ISBN 978-5-7262-3249-2

© В.А. Иванов

© НИЯУ МИФИ, 2026

Содержание

<i>Название раздела</i>	<i>Стр.</i>
Введение	5
Раздел 1. Общие представления о плазме	7
Раздел 2. Формирование дебаевского слоя вблизи точечного пробного электрического заряда в плазме	12
Раздел 3. Потенциал изолированного тела, помещенного в плазму, плавающий потенциал	21
Раздел 4. Формирование двойного слоя разделения зарядов в плазме вблизи плоского электрода, находящегося под малым электрическим потенциалом	30
Раздел 5. Электрическое поле на поверхности погруженного в плазму металлического электрода при большом отрицательном потенциале	39
Раздел 6. Обобщенная формула для расчета электрического поля на поверхности электрода в плазме	58
Раздел 7. Электрическое поле на поверхности металлического электрода с диэлектрической пленкой в плазме	77
Раздел 8. Генерация сильного электрического поля в тонкой диэлектрической пленке на поверхности металла при взаимодействии с импульсным плазменным потоком	104
Раздел 9. Формирование сильного электрического поля, приводящего к возбуждению микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки на металле в потоке плазмы	125
Раздел 10. Режимы автоэлектронной эмиссии с поверхности металла вблизи края диэлектрической пленки в плазме	159
Раздел 11. Измерение температуры электронов в микроплазменных разрядах, возбуждаемых на поверхности титана	180

Раздел 12. Время жизни катодных пятен на поверхности титана при возбуждении микроплазменного разряда	201
Раздел 13. Распространение микроплазменного разряда по поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой	226
Раздел 14. Упрочнение приповерхностного слоя образцов из конструкционной стали в микроплазменных разрядах	248
Раздел 15. Воздействие микроплазменных разрядов на поверхность алюминия	264
Раздел 16. Создание прочного микрорельефа на поверхности титана в результате воздействия микроплазменных разрядов	282
Раздел 17. Фотографии и дополнительные иллюстративные материалы, характеризующие микроплазменные разряды и результаты их воздействия на металлы и сплавы	302
Заключение	314

Введение

В монографии представлены теоретические и экспериментальные исследования нового явления, проявляющегося при взаимодействии потока плазмы с металлами, находящимися под отрицательным потенциалом. Важную роль в возбуждении микроплазменных разрядов играют тонкие толщиной 0.001-10 мкм диэлектрические пленки или диэлектрические микровключения искусственного или естественного происхождения. Как показали исследования, возбуждение микроплазменных разрядов на металлах обусловлено рядом физических процессов, обусловленных взаимодействием с плазмой. При этом возбуждению микроплазменных разрядов предшествует зарядание поверхности пленки ионами плазмы, возникновение сильного среднего электрического поля в диапазоне 0.1 – 10 МВ/см как внутри пленки, так и в местах ее разрывов, электрический пробой пленки. Электрический пробой пленки представляет собой сложное явление, обусловленное возникновением усилением локального электрического поля вблизи контакта диэлектрической пленки и металла и возникновением тока автоэлектронной эмиссии, переходящей во взрывную эмиссию металла. Взрывная эмиссия металла приводит к расплавлению локальной области металла и с образованием микрократера с характерными размерами от 0.1 до 20 мкм. В результате быстрого охлаждения локальных расплавленных участков металлической поверхности со скоростью до 10^6 К/с при отводе тепла вглубь металла возникает устойчивый эффект упрочнения ряда конструкционных металлов – сталь, титан, алюминий. Экспериментальные исследования металлов и сплавов, на поверхности которых возбуждались серии микроплазменных разрядов, показали, что за несколько импульсов микроплазменных разрядов длительностью до 20 мс достигается сплошное плавление и упрочнение поверхности металла в несколько раз по сравнению с исходным состоянием. При этом разнообразная выпуклая форма поверхности изделий из металлов эффективно обрабатывается разрядами с формированием прочного микро рельефа с характерной шероховатостью около 1 мкм. Во многих

технологических процессах формирование прочного микрорельефа на поверхности изделий из металлов может быть полезным, включая создание прочных композитных материалов, например, металлокерамических и металлопластмассовых изделий. Важно при этом, что обработанные микроплазменными разрядами поверхности металлических изделий с развитым микрорельефом могут найти применение в медицине, включая обработку имплантатов и других металлических компонентов для стоматологии и восстановления костных тканей человека и животных.

Монография состоит из введения, разделов 1-17 и заключения. В каждом разделе нумерация рисунков, таблиц и формул начинается с номера раздела с добавлением порядкового номера. Некоторые большие разделы делятся на подразделы, нумерация которых начинается с номера раздела с прибавлением порядкового числа внутри раздела. Нумерация ссылок на научные публикации в каждом разделе начинается с цифры 1 и далее в возрастающем порядке. Раздел 17 содержит наиболее интересные фотографии, схемы, рисунки и графические реконструкции исследованных процессов, снабженные подробными пояснениями, которые не вошли в основной текст монографии.

В монографии температура электронов и ионов выражается в энергетических единицах, принятых в экспериментальных лабораториях, – в электрон-вольтах, сокращенное наименование которых обозначается эВ на русском языке, и eV на английском языке. Уравнения Максвелла представляются в классической гауссовой системе, также как и основные размерности длины, – сантиметры (см) и их производные (мкм, нм), времени – секунды (с) и их производные (мс, мкс, пс, нс), скорости (см/с). Электрические поля выражаются во внесистемных единицах (В/см), которые обычно используются научными сотрудниками и инженерами, работающими в области физики плазмы.

Посвящаю монографию моей жене Ивановой Валентине Владимировне.

Автор Иванов Вячеслав Алексеевич



Раздел 1. Общие представления о плазме

Под понятием «плазма» как четвертого состояния вещества, после конденсированного состояния, жидкого и газообразного, на первом этапе мы будем понимать совокупность электрически отрицательно заряженных легких частиц (электронов) и положительно заряженных тяжелых частиц (ионов), которые вместе составляют среду с особыми свойствами. Для описания плазмы мы будем использовать уравнения Максвелла, законы движения заряженных частиц и законы кинетики. На основе этих законов будут получены критерии, с помощью которых существенно можно точнее определить свойства и через них понятие плазмы как особого состояния вещества. По мере изучения этих свойств представление о плазме будет усложняться, и приобретать такие характеристики, с помощью которых можно будет физически и математически точнее описать эту особую среду.

Если представить бесконечную по размерам совокупность электронов и ионов в отсутствие магнитного и гравитационного полей, то при равенстве количественно отрицательно и положительно заряженных частиц внутри такой плазмы среднее поле будет близко к нулю. Однако в такой среде при наличии средней энергии у частиц и столкновений между ними возможно установление равновесных состояний, как во всей среде, так и в ансамбле отдельно легких (электронов) и отдельно тяжелых частиц (ионов). При этом в силу большой разницы масс ионов и электронов времена установления равновесия и средней энергии частиц (температуры) в ансамбле электронов и ансамбле ионов существенно различаются. Как правило, в лабораторной плазме, ансамбль электронов плазмы имеет более высокую температуру T_e по сравнению с температурой ионов T_i . Далее в тексте будем подразумевать, что температуру электронов и ионов будем выражать в энергетических единицах, принятых в экспериментальных лабораториях, т.е. в электрон-вольтах, сокращенное наименование которых обозначается эВ на русском языке, и eV на английском языке. Уравнения Максвелла будут представляться в классической гауссовой

системе, также как и основные размерности длины, сантиметры (см), времени секунды (с), скорости (см/с). Электрические поля выражаются во внесистемных единицах (В/см), которые обычно используются научными сотрудниками и инженерами, работающими в области физики плазмы.

Вначале рассмотрим характерные колебания, которые могут возникать в плазме. Для этого предположим, что в результате естественных тепловых флуктуаций или в результате внешнего воздействия, в плазме часть электронов сместилась в локальном пространстве на очень малое расстояние x по оси OX так, что возник дисбаланс электрического заряда в локальной области и соответствующее электрическое поле E . В этом случае должны возникнуть электрические силы, которые будут возвращать систему обратно в положение равновесия, что описывается уравнением движения электронов в электрическом поле E :

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -eE \quad (1.1),$$

где m_e – масса электрона, а e – его заряд.

Величину напряженности возникшего в результате смещения зарядов электрического поля E в гауссовой системе определяется так:

$$E = 4\pi\sigma = 4\pi n_e e x \quad (1.2),$$

здесь σ – поверхностная плотность зарядов, возникших в результате их локального смещения, x – смещение, n_e – объемная плотность электронов.

При подстановке (1.2) в уравнение (1.1) получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} m_e \frac{d^2x}{dt^2} &= -eE = -4\pi n_e e^2 x \\ \frac{d^2x}{dt^2} &= -\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} x \\ \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} x &= 0 \\ \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_{pe}^2 x &= 0 \end{aligned} \quad (1.3),$$

где введено обозначение для одного из фундаментально параметров плазмы – электронной плазменной частоты собственных колебания плазмы ω_{pe}

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} \quad (1.4).$$

Уравнение (1.3) является классическим уравнением осциллятора, его простейшим решением являются функции, описывающие собственные колебания плазмы с характерной плазменной электронной частотой ω_{pe} с амплитудой X_0 :

$$\begin{aligned} x(t) &= X_0 \sin(\omega_{pe} t) \\ \text{или} & \\ x(t) &= X_0 \cos(\omega_{pe} t) \end{aligned} \quad (1.5)$$

Частота ω_{pe} иногда называется ленгмюровской (круговой) частотой плазмы, т.к. впервые обнаружил и описал такие колебания плазмы в 1928 году американский ученый лауреат Нобелевской премии Ирвинг Ленгмюр. Также и само понятие «плазма» было введено в научную литературу им же.

Часто в физике плазмы используют величину, обратную ленгмюровской частоте:

$$\tau_{pe} = \omega_{pe}^{-1} = \sqrt{\frac{m_e}{4\pi n_e e^2}} \quad (1.6),$$

которую часто в литературе называют ленгмюровским электронным временем. Это также весьма важная в физике плазмы величина, поскольку часто происходящие явления в плазме определяются движением именно легкой компоненты плазмы, т.е. электронами, и это время является характерным для многих происходящих в плазме процессов.

Аналогично теории электронных колебаний в плазме, можно построить теорию ионных колебаний, и при массе иона M_i и заряде иона $Z_i e$ ионная ленгмюровская частота определяется так:

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi n_i Z_i^2 e^2}{M_i}} \quad (1.7).$$

Соответственно и характерное «ленгмюровское» время определится следующей формулой:

$$\tau_{pi} = \omega_{pi}^{-1} = \sqrt{\frac{M_i}{4\pi n_i Z_i^2 e^2}} \quad (1.8).$$

Следует отметить, что ленгмюровские времена это наиболее короткие временные интервалы, характеризующие процессы изменения в электронной и ионной компонентах плазмы. Однако многие явления развиваются в плазме за существенно более длительные временные интервалы, определяемые десятками и сотнями ленгмюровских времен.

Оценим величины плазменных частот и соответствующих ленгмюровских времен для двух значений плотности плазмы $n_i = n_e = n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при этом считаем, что ионная компонента состоит из ионов водорода. Используя формулы (1.4) – (1.8) можно рассчитать значения круговых частот (ω_{pe} , ω_{pi}) и линейных частот $f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi}$ и $f_{pi} = \frac{\omega_{pi}}{2\pi}$, значения характерных времен τ_{pe} и τ_{pi} , которые представлены в таблице 1.1. Из представленных в этой таблице значений видно, что для типичной газоразрядной плазмы с концентрацией заряженных частиц $n = 10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ характерные плазменные электронные частоты лежат в интервале линейных частот в области СВЧ диапазона 0.9 ГГц – 30 ГГц, а линейные частоты ионных колебаний лежат в диапазонах ВЧ и УВЧ 20 МГц – 660 МГц. Характерные электронные ленгмюровские времена для электронов находятся в интервале от сотен до единиц пикосекунд, в то время как ионные времена – лежат в наносекундном диапазоне.

Таблица 1.1. Расчетные значения круговых электронных (ω_{pe}) и ионных (ω_{pi}) плазменных частот, линейных электронных (f_{pe}) и ионных (f_{pi}) плазменных частот для различных значений плотности заряженных частиц n водородной плазмы.

$n, \text{см}^{-3}$	$\omega_{pe},$ рад/с	$\omega_{pi},$ рад/с	$f_{pe}, \text{Гц}$	$f_{pi}, \text{Гц}$	$\tau_{pe}, \text{с}$	$\tau_{pi}, \text{с}$
10^{10}	$5.64 \cdot 10^9$	$0.13 \cdot 10^9$	$0.90 \cdot 10^9$	$2.07 \cdot 10^7$	$0.18 \cdot 10^{-9}$	$0.77 \cdot 10^{-8}$
10^{11}	$1.78 \cdot 10^{10}$	$0.42 \cdot 10^9$	$2.83 \cdot 10^9$	$6.69 \cdot 10^7$	$0.56 \cdot 10^{-10}$	$2.3 \cdot 10^{-9}$
10^{12}	$5.64 \cdot 10^{10}$	$1.34 \cdot 10^9$	$0.90 \cdot 10^{10}$	$2.11 \cdot 10^8$	$0.18 \cdot 10^{-10}$	$0.74 \cdot 10^{-9}$
10^{13}	$1.78 \cdot 10^{11}$	$4.2 \cdot 10^{10}$	$2.83 \cdot 10^{10}$	$6.69 \cdot 10^8$	$0.56 \cdot 10^{-11}$	$0.24 \cdot 10^{-9}$

Литература к разделу 1

1. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977, 384с.
2. Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы /пер. с англ. под общ. ред. Л.М. Зеленого/ М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-584с. – ISBN 978-5-9221-1169-0

Раздел 2. Формирование дебаевского слоя вблизи точечного пробного электрического заряда в плазме

Рассмотрим однородную равновесную изотермическую плазму больших размеров, в которую погружен точечный заряд величиной q . Такой заряд в вакууме создает вокруг себя электрическое поле, величина которого определяется законом Кулона, который в сферических координатах будет иметь вид:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{q}{|\vec{r}|^3} \vec{r} \quad (2.1)$$

Определим выражение для электрического потенциала вблизи точечного заряда в плазме. Величина напряженности электрического поля \vec{E} и величина электрического потенциала Ψ связаны соотношением:

$$\vec{E} = -\text{grad}\Psi \quad (2.1),$$

где векторный оператор grad , действуя на скалярную функцию электрического потенциала $\Psi(r)$, определяет компоненты вектора напряженности электрического поля $\vec{E}(r)$. Используем уравнение Максвелла, связывающее потенциальное электрическое поле \vec{E} с объемными электрическими зарядами:

$$\text{div}\vec{E} = 4\pi\rho \quad (2.2),$$

где оператор div , действуя на компоненты вектора электрического поля $\vec{E}(r)$, определяет скалярную величину $\text{div}\vec{E}$, равную величине объемной плотности электрических зарядов ρ , умноженной на 4π . Подставляя (2.1) в (2.2) получаем следующее уравнение:

$$-\text{divgrad}\Psi(r) = 4\pi\rho \quad (2.3).$$

Определим правую часть уравнения (2.3) исходя из того, что вокруг заряда в плазме должно измениться распределение заряженных частиц плазмы – электронов и ионов. Полагая для простоты, что плазма состоит из электронов

и ионов водорода, которые имеют одинаковый элементарный заряд (e) и одинаковую температуру (T), определим вклад точечного заряда q и частиц плазмы в плотность зарядов ρ . В уравнение Максвелла входит не величина заряда, а плотность заряда, и этот вклад можно выразить так $\rho_q = q\delta(\vec{r})$, где функция $\delta(\vec{r})$ – трехмерная дельта-функция Дирака, которая в декартовых (x, y, z) и сферических координатах (r, θ, φ) определяется так:

$$\begin{aligned} \delta(x=0) &= \infty; \quad \delta(x \neq 0) = 0; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1; \quad \delta(y=0) = \infty; \quad \delta(y \neq 0) = 0; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(y) dy = 1 \\ \delta(z=0) &= \infty; \quad \delta(z \neq 0) = 0; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(z) dz = 1; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x)\delta(y)\delta(z) dx dy dz = 1 \\ \delta(\vec{r}) &= \delta(x)\delta(y)\delta(z) = \frac{1}{4\pi r^2} \delta(r); \quad \int \delta(\vec{r}) dV = \iiint_{r,\theta,\varphi} \delta(\vec{r}) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi dr = \\ &= \iiint_{r,\theta,\varphi} \frac{1}{4\pi r^2} \delta(r) r^2 \sin \theta d\theta d\varphi dr = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(r) dr = 1; \quad 0 \leq r \leq \infty; 0 \leq \theta \leq \pi; 0 \leq \varphi \leq 2\pi \end{aligned} \quad (2.4).$$

При этом функции $\delta(x)$ и $\delta(r)$ в нашем случае имеют размерность $[\text{см}^{-1}]$, а произведение функций $\delta(x)\delta(y)\delta(z)$ и, соответственно, $\delta(\vec{r})$ имеют размерность $[\text{см}^{-3}]$. Поскольку в плазме электроны и ионы свободно перемещаются, то вблизи заряда q на них будет влиять его потенциальное электрическое поле, действие которого приведет к тому, что заряженные частицы изотермической плазмы, имеющие одинаковую температуру T , распределятся по энергиям в поле электрического потенциала Ψ в соответствии с законом Больцмана:

$$\begin{aligned} n_e &= n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T}\right) = n_0 \exp\left(\frac{e\Psi}{T}\right) \\ n_i &= n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T}\right) \end{aligned} \quad (2.5),$$

где n_i и n_e – объемные плотности ионов и электронов плазмы, $n_i = n_e = n_0$, $(-e)$ – отрицательный заряд электрона, e – положительный заряд иона

водорода, Ψ – электрический потенциал заряда q . Учитывая соотношения (2.4.) и (2.5) получим выражение для плотности зарядов в виде:

$$\rho(\vec{r}) = -e \left[n_e(\vec{r}) - n_i(\vec{r}) \right] + q\delta(\vec{r}) = -en_0 \left[\exp\left(\frac{e\Psi}{T}\right) - \exp\left(-\frac{e\Psi}{T}\right) \right] + q\delta(\vec{r}) \quad (2.6)$$

Подставляя (2.6) в уравнение (2.3) и выражая $\text{divgrad}\Psi(r)$ в сферических координатах, получаем уравнение, связывающее величину потенциала $\Psi(r)$ в плазме в окрестности точечного заряда q :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \Psi(r) \right] &= 4\pi\rho = 4\pi \left\{ -en_0 \left[\exp\left(\frac{e\Psi}{T}\right) - \exp\left(-\frac{e\Psi}{T}\right) \right] \right\} + 4\pi q\delta(\vec{r}) \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \Psi(r) \right] &= 4\pi en_0 \left[\exp\left(\frac{e\Psi}{T}\right) - \exp\left(-\frac{e\Psi}{T}\right) \right] - 4\pi q\delta(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Для получения аналитического решения уравнения (2.7) упростим его в предположении о малой величине потенциальной энергии частиц плазмы вблизи малого пробного заряда по сравнению с температурой плазмы $\frac{e\Psi}{T} \ll 1$.

Тогда возможно разложение экспоненциальных функций в ряд:

$$\begin{aligned} \exp\left(\frac{e\Psi}{T}\right) &\approx 1 + \frac{e\Psi}{T} \\ \exp\left(-\frac{e\Psi}{T}\right) &\approx 1 - \frac{e\Psi}{T} \end{aligned} \quad (2.8).$$

Уравнение (2.7) с учетом (2.8) в пространстве вне точечного пробного заряда ($r \neq 0$) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \Psi(r) \right] &= 4\pi en_0 \left[1 + \left(\frac{e\Psi}{T}\right) - 1 + \left(\frac{e\Psi}{T}\right) \right] = 8\pi en_0 \frac{e\Psi}{T} \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \Psi(r) \right] &= 2 \frac{4\pi e^2 n_0}{T} \Psi(r) = \frac{2}{r_D^2} \Psi(r) \end{aligned} \quad (2.9),$$

где введена фундаментальная величина физики плазмы r_D – радиус Дебая (дебаевский радиус или длина Дебая):

$$r_D = \sqrt{\frac{T}{4\pi n_0 e^2}} \quad (2.10).$$

Для получения аналитического решения уравнения (2.9) для потенциала $\Psi(r)$ и электрического поля $\vec{E}(r)$ в приближении $\frac{e\Psi}{T} \ll 1$ будем искать решение уравнения (2.9) исходя из выражения для электрического поля и потенциала уединенного заряда в вакууме:

$$\vec{E}(r) = \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}; \quad \Psi(r) = \frac{q}{r} \quad (2.11)$$

Тогда будем искать решение уравнения (2.9) в виде:

$$\Psi(r) = \frac{q}{r} \cdot F(r) \quad (2.12),$$

где функция $F(r)$ должна учитывать поправки к потенциалу уединенного заряда в вакууме, вносимые электрическими зарядами окружающей плазмы так, что $F(r) \rightarrow 1$ при $r \rightarrow 0$.

После подстановки (2.12) в уравнение (2.9) получаем уравнение для нахождения функции $F(r)$:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \frac{q}{r} F(r) \right] = \frac{2}{r_D^2} \frac{q}{r} F(r) \quad (2.13)$$

Для нахождения решения уравнения (2.13) сократим постоянную величину q в левой и правой частях уравнения, и выполним следующие математические преобразования (2.13):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \frac{1}{r} F(r) \right] &= \frac{2}{r_D^2} \frac{1}{r} F(r) \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{r \frac{d}{dr} F(r) - F(r)}{r^2} \right] = \frac{2}{r_D^2} F(r) \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{d}{dr} F(r) - F(r) \right] &= \frac{2}{r_D^2} F(r) \Rightarrow \frac{1}{r} \left[r \frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{dF(r)}{dr} - \frac{dF(r)}{dr} \right] = \frac{2}{r_D^2} F(r) \\ \frac{d^2 F(r)}{dr^2} &= \frac{2}{r_D^2} F(r) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Уравнение (2.14) для функции $F(r)$ имеет решение вида:

$$F(r) = A \exp\left(\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right) + B \exp\left(-\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right) \quad (2.15),$$

где A и B являются постоянными величинами, значения которых может быть найдено из граничных условий. Выражение для электрического потенциала будет иметь вид:

$$\Psi(r) = \frac{q}{r} \cdot F(r) = \frac{q}{r} \cdot A \exp\left(\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right) + \frac{q}{r} \cdot B \exp\left(-\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right) \quad (2.16)$$

Примем граничные условия для функции $\Psi(r)$ исходя из того, что пробный заряд по мере удаления от него в глубину плазмы будет все меньше возмущать плазму, т.е. электрический потенциал на очень большом расстоянии от пробного заряда будет стремиться к нулю:

$$\Psi(r) \rightarrow 0 \quad \text{при } r \rightarrow \infty \quad (2.17).$$

Из выражения (2.16) видно, что первый член $\frac{q}{r} \cdot A \exp\left(\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right)$, содержащий экспоненту с положительной степенью, при $r \rightarrow \infty$ быстро возрастает, и не удовлетворяет условию (2.17), т.е. в (2.16) необходимо положить $A=0$. При этом второй член $\frac{q}{r} \cdot B \exp\left(-\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right)$ будет быстро убывать с увеличением расстояния от пробного заряда, что соответствует условию (2.17).

При приближении к пробному заряду потенциал все больше и больше должен приближаться к значению электрического потенциала заряда в вакууме:

$$\Psi(r) \rightarrow \frac{q}{r} \quad \text{при } r \rightarrow 0 \quad (2.18).$$

Это условие приводит к значению $B=1$. Таким образом, окончательное выражение для электрического потенциала в окрестности пробного заряда, помещенного в плазму, будет иметь вид:

$$\Psi(r) = \frac{q}{r} \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{2}}{r_D} r\right) \quad (2.19).$$

Из выражения (2.19) ясно, что при важном допущении $\frac{e\Psi}{T} \ll 1$ электрический потенциал пробного заряда в плазме быстро (экспоненциально) спадает с увеличением расстояния. Это явление называется дебаевским экранированием потенциала пробного заряда в плазме, т.к. характерное

расстояние спада потенциала в пространстве по мере удаления от пробного заряда происходит на расстоянии $\frac{r_D}{\sqrt{2}}$, сравнимым с дебаевским радиусом r_D :

$$\frac{\sqrt{2}}{r_D} = \sqrt{\frac{8\pi n_0 e^2}{T}}; \quad r_D = \sqrt{\frac{T}{m_e} \cdot \frac{m_e}{4\pi n_0 e^2}} \approx \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}} \quad (2.20).$$

В основном уравнении (2.5) было учтено в равной степени распределение в пространстве потенциала пробного заряда, как электронов, так и ионов. В экспериментах, как правило, имеют дело с неизотермической плазмой, для которой температура ионов T_i , на один или два порядка ниже температуры электронов T_e ($T_i \ll T_e$), и роль ионов в проявлении эффекта экранирования потенциала заряда в плазме существенно ниже роли электронов в силу их большой инерционности. Это позволяет при $\frac{e\Psi}{T_e} \ll 1$ записать распределение по энергиям электронов в потенциальном поле в (2.5) в следующем виде:

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right) = n_0 \exp\left(\frac{e\Psi}{T_e}\right) \approx n_0 \left(1 + \frac{e\Psi}{T_e}\right) \quad (2.21).$$

При $T_i \ll T_e$ распределение ионов можно принять постоянным в пространстве, т.к. вследствие малого значения температуры и большой массы ионы практически остаются в покое. Тогда уравнение (2.9) принимает несколько другой вид, где правая часть этого уравнения уменьшается в 2 раза:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \Psi(r) \right] &= 4\pi e n_0 \left[1 + \left(\frac{e\Psi}{T_e}\right) - 1 \right] = 4\pi e n_0 \frac{e\Psi}{T} \\ \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d}{dr} \Psi(r) \right] &= \frac{4\pi e^2 n_0}{T_e} \Psi(r) = \frac{1}{r_D^2} \Psi(r) \end{aligned} \quad (2.22).$$

Далее, проводя преобразования и вычисления, аналогичные (2.11) – (2.18), получаем окончательное выражение для электрического потенциала в плазме в окрестности единичного пробного заряда в виде:

$$\Psi(r) = \frac{q}{r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) \quad (2.23).$$

При этом в выражении для радиуса Дебая будет фигурировать только температура электронов:

$$r_D = \sqrt{\frac{T_e \cdot m_e}{4\pi n_0 e^2}} = \frac{\sqrt{\frac{T_e}{m_e}}}{\sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}} \approx \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}}; \quad (2.24).$$

$$V_{Te} \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$$

Корректность выполненных расчетов должна подтвердиться тем, что заряд перераспределенных частиц плазмы вокруг пробного заряда должен быть равен величине пробного заряда. Для подтверждения этого найдем заряд перераспределённых электронов плазмы q_{pl} при положительном пробном

заряде, и убедимся, что при $\frac{e\Psi}{T_e} \ll 1$ он равен q :

$$\begin{aligned} n_e(r) &= n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right); \\ \Delta n_e &= n_0 - n_e(r) = n_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right)\right] \approx n_0 \frac{e\Psi(r)}{T_e} = \frac{en_0 q}{T_e r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) \\ q_{pl} &= e \int_0^\infty \Delta n_e r^2 dr \sin\theta d\theta d\varphi = \frac{4\pi n_0 e^2}{T_e} q \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) r dr = \\ &= q \int_0^\infty \frac{r}{r_D} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) d\left(\frac{r}{r_D}\right) = q \left[-\frac{r}{r_D} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right)\right]_0^\infty - q \left[\exp\left(-\frac{r}{r_D}\right)\right]_0^\infty = \\ &= q \int_{-\infty}^{+\infty} q \delta(r) dr. \quad \text{Таким образом } q_{pl} = q \end{aligned} \quad (2.25)$$

Интересно рассчитать соотношение отрицательного заряда плазменных электронов плазмы, находящихся в объеме сферы с радиусом Дебая вокруг положительного пробного заряда, с величиной этого пробного заряда:

$$\begin{aligned}
q_{pl}(r=r_D) &= e \int_0^{r_D} n_e(r) r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{4\pi n_0 e^2}{T_e} q \int_0^{r_D} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) r dr = \\
&= q \int_0^{r_D} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) \frac{r}{r_D} d\left(\frac{r}{r_D}\right) = q \left[-\alpha \exp(-\alpha) \right]_0^1 + q \left[\exp(-\alpha) \right]_0^1 \approx \quad (2.26) \\
&\approx -q \cdot 0.37 + 0.37q - q = -q. \quad \text{Здесь } \alpha = \frac{r}{r_D}
\end{aligned}$$

Из (2.26) видно, что плазменные электроны, находящиеся вокруг положительного пробного заряда в сфере с радиусом Дебая полностью компенсируют пробный заряд. При этом число частиц в дебаевской сфере вокруг пробного заряда равного элементарному ($q=e$) определится из следующего соотношения:

$$\begin{aligned}
N_D &= \int_0^{r_D} n_e(r) r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi n_0 \int_0^{r_D} \left(1 - \frac{e\Psi}{T_e}\right) r^2 dr = \\
&= 4\pi n_0 \int_0^{r_D} \left(1 - \frac{e}{T_e} \frac{e}{r} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right)\right) r^2 dr = \\
&= \frac{4}{3} \pi r_D^3 n_0 - \frac{4\pi n_0 e^2}{T_e} \int_0^{r_D} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) r dr = \frac{4}{3} \pi r_D^3 n_0 - \frac{1}{r_D^2} \int_0^{r_D} \exp\left(-\frac{r}{r_D}\right) r dr = \quad (2.27) \\
&= \frac{4}{3} \pi r_D^3 n_0 - \int_0^1 \alpha \exp(-\alpha) d\alpha = \frac{4}{3} \pi r_D^3 n_0 + \left[\alpha \exp(-\alpha) \right]_0^1 - \left[\exp(-\alpha) \right]_0^1 = \\
&= \frac{4}{3} \pi r_D^3 n_0 + 0.37 - 0.37 + 1 \approx \frac{4}{3} \pi r_D^3 n_0; \quad \text{Здесь } \alpha = \frac{r}{r_D}
\end{aligned}$$

В качестве примера рассчитаем радиус Дебая по формуле (2.24) для типичной лабораторной или технологической плазмы. В таблице 2.1 представлены величины радиусов Дебая от 230 мкм до 7 мкм при изменении плотности плазмы от 10^{10} см^{-3} до 10^{13} см^{-3} для электронной температуры 10 эВ. Видно, что экранировка потенциала и электрического поля заряда в плазме происходит в очень малой пространственной окрестности пробного заряда, в которой потенциал и поле экспоненциально спадают с увеличением расстояния.

При этом число частиц в дебаевской сфере для всех представленных случаев достаточно велико, что характеризует плазму как особое состояние вещества.

Таблица 2.1. Результаты расчетов радиусов Дебая (r_D) и числа частиц N_D в дебаевской сфере для различных значений плотности плазмы n_0 и при температуре электронов $T_e=10$ эВ.

$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{эВ}$	$r_D, \text{мкм}$	N_D
10^{10}	10	234	$1.7 \cdot 10^5$
10^{11}	10	74.0	$5.4 \cdot 10^4$
10^{12}	10	23.4	$1.7 \cdot 10^4$
10^{13}	10	7.40	$5.4 \cdot 10^3$

Литература к разделу 2

Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы /пер. с англ. под общ. ред. Л.М. Зеленого/ М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-584с. – ISBN 978-5-9221-1169-0

Раздел 3. Потенциал изолированного тела, помещенного в плазму, плавающий потенциал

Рассмотрим часто встречающуюся задачу при планировании эксперимента с плазмой, а именно, как рассчитать потенциал изолированного тела, помещенного в плазму. Поскольку при помещении тела в плазму, часть электронов, как более легких и подвижных частиц плазмы, попадут на поверхность тела, и принесут отрицательный заряд на это тело. Если это металлическое тело с высокой проводимостью, то отрицательный заряд распределится по поверхности всего тела. Если поверхность тела покрыта диэлектриком, или оно полностью состоит из диэлектрика, то пройдут такие же процессы, как и в случае металлического тела, но заряды не будут перемещаться по поверхности тела, а в случае однородной плазмы заряды также будут распределяться однородно, и отличия рассмотрения металлического или диэлектрического тела будет несущественны. Если учитывать явление вторичной электронной эмиссии, то следует учитывать обратный ток электронов, испускаемый телом в результате бомбардировки электронами плазмы или ионами плазмы. Однако в лабораторной газоразрядной плазме температура электронов составляет $T_e = 1 - 10$ эВ, и в энергетическом спектре плазмы представлены электроны не выше 30 эВ, которых экспоненциально мало. На металлах коэффициент вторичной электрон – электронной эмиссии (КВЭЭ) принимает значение больше 1 при энергиях около 100 эВ, а значение ион – электронной эмиссии достигает 1, начиная с энергии выше 1 кэВ, что в газоразрядной плазме, как правило, практически не достигается. На уникальных диэлектрических монокристаллах фторида лития КВЭЭ достигает 1 при энергиях электронов около 20 эВ, что достижимо в некоторых случаях для энергетических хвостов в спектре электронов плазмы. Но такие кристаллы практически не применяются в обычных плазменных экспериментах. Для керамики (например, оксида алюминия) и полимеров (например, фторопласт), которые часто применяются в экспериментах в

качестве изоляторов в плазменных установках, КВЭЭ, как правило, существенно выше 50 эВ, и электронов с такой энергией в лабораторной плазме практически нет. В силу изложенного выше, далее для расчета потенциала изолированного тела (плавающего) в плазме, будем пренебрегать явлением вторичной электронной эмиссии.

При попадании электронов на поверхность изолированного тела и появлении отрицательного заряда на нем, положительно заряженные ионы из плазмы начнут движение к этому телу. При попадании на тело ионов отрицательный заряд его немного снизится и далее за счет движения электронов и ионов установится баланс токов. Этот баланс может произойти за характерные ленгмюровские ионные времена. При этом должно установиться стационарное состояние со значением электрического потенциала, при котором ток электронов из плазмы будет уравновешиваться током ионов, и заряд тела не будет изменяться. Тогда должно выполняться уравнение непрерывности для зарядов, которое вытекает из уравнений Максвелла. В гауссовой системе уравнение непрерывности получается путем следующих преобразования уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi\rho \\
 \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\
 \operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \operatorname{div} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{E} = \frac{4\pi}{c} \operatorname{div} \vec{j} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \rho = 0 \\
 \frac{\partial}{\partial t} \rho + \operatorname{div} \vec{j} &= 0
 \end{aligned} \tag{3.1},$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля, обусловленного электрическими зарядами с объемной плотностью ρ , \vec{H} – напряженность магнитного поля, связанного с протеканием электрического тока с плотностью \vec{j} и производной электрического поля $\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ (т.н. током смещения $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$). Последнее уравнение в (3.1) является уравнением непрерывности для зарядов и токов. Так как в стационарном случае заряд на погруженном в плазму плоском теле не должен изменяться во времени, то:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = 0 \quad (3.2).$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (3.3).$$

Рассмотрим плоское тело, погруженное в плазму с размерами, существенно превышающими дебаевский радиус. В декартовых координатах будем считать, что бесконечное тонкое тело занимает плоскость YZ и по осям OY и OZ тело бесконечно, а вокруг тела имеется однородная бесконечная плазма (Рис.3.1). Тогда по оси OX это плоское тело может вносить как возмущение в локальную концентрацию заряженных частиц плазмы из-за токов на его поверхность, так изменение локального электрического потенциала и связанного с ним электрического поля вблизи поверхности этого тела. Для одномерного случая уравнение (3.3) преобразуется к виду:

$$\operatorname{div} \vec{j} = \frac{dj_x}{dx} = 0 \Rightarrow j_x = \text{const} \quad (3.4).$$

Если полный электрический ток из плазмы на тело будет отличаться от нулевого значения, электрический заряд тела будет меняться, и стационар нарушится, т.е. соотношение (3.2) не будет выполняться. Следовательно, из соотношения (3.4) вытекает, что полный суммарный электрический ток электронов и ионов из плазмы на тело должен равняться нулю:

$$j_x = \text{const} = 0 \Rightarrow j_e + j_i = 0 \quad (3.5).$$

Далее определим ток электронов и ток ионов из плазмы на изолированное тело в зависимости от величины этого установившегося потенциала. А затем, приравняв суммарный ток нулю, мы определим величину этого потенциала, при котором наступает стационарное состояние. Эта величина стационарная величина потенциала изолированного тела, погруженного в плазму, называется плавающим потенциалом (floating potential) плазмы Ψ_f .

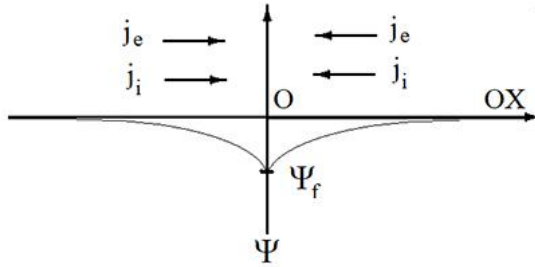


Рис. 3.1. Схема формирования плавающего потенциала изолированного тела, помещенного в однородную изотермическую плазму, занимающее пространство вправо и влево от вертикальной оси. По вертикальной оси размещено бесконечное изолированное тело, вниз отложена величина плавающего потенциала. Стрелками справа и слева от вертикальной оси показаны потоки электронов j_e и токи ионов j_i из плазмы на поверхность тела.

Как и в разделе 2, примем величину потенциала внутри невозмущенной плазмы вдали от плоского изолированного тела за нулевой. Это логически ясно из того, что внутри плазмы другого кроме нулевого потенциала быть не может, т.к. при возникновении внутреннего ненулевого потенциала тепловое движение заряженных частиц за ленгмюровские времена обеспечит компенсацию этого потенциала до нуля, при условии, что внутри плазмы нет электрических токов, поддерживаемых внешними источниками напряжения и тока.

Будем считать, что электроны плазмы имеют максвелловское распределение по скоростям $f(V)$, выражение которого для одномерного случая имеет вид:

$$f(V_e) = \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{2\pi T_e}} \exp\left(-\frac{m_e V_e^2}{2T_e}\right) \quad (3.6),$$

где v – скорость электронов плазмы, T_e – электронная температура плазмы.

Плавающий потенциал ψ_f имеет отрицательный знак по отношению к нулевому потенциалу плазмы, тогда ток электронов из плазмы, направленный к поверхности тела, будет частично ограничен этим потенциалом за счет

отталкивания низкоэнергетических электронов, энергии которых ниже потенциала тела $\frac{m_e V_e^2}{2} \leq e\Psi_f$ (здесь и далее электрический заряд электрона обозначен $-e$). Таким образом, электрический ток, переносимый плазменными электронами на поверхность тела будет определяться той частью электронов максвелловского распределения, для которой выполняется условие на минимальную скорость:

$$\frac{m_e V_{e\min}^2}{2} = e\Psi_f \Rightarrow V_{e\min} = \sqrt{\frac{2e\Psi_f}{m_e}} \quad (3.7).$$

Тогда величина тока электронов из плазмы на изолированное тело определится соотношением:

$$j_e = -e \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{2\pi T_e}} n_{e0} \int_0^{V_{e\min}} \exp\left(-\frac{m_e V^2}{2T_e}\right) V dV \quad (3.8),$$

где в качестве коэффициента используется величина полной невозмущенной плотности электронов n_{e0} , т.к. на поверхность плоского изолированного тела электроны попадают с двух сторон, с одной стороны двигаясь в отрицательном направлении оси OX , а с другой стороны двигаясь в положительном направлении оси OX , перпендикулярной плоскости тела. Из (3.8) видно, что поверхности тела может достигнуть только малая часть от электронной плотности плазмы, энергия которых достаточна для преодоления плавающего электрического потенциала (3.7), возникающего в результате возмущения плазмы в окрестности r_D вблизи тела, аналогично формуле (2.23). В результате интегрирования (3.8) получаем выражение для тока электронов плазмы на поверхность:

$$\begin{aligned}
j_e &= -e \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{2\pi T_e}} n_{e0} \int_{\infty}^{V_{e\min}} \exp\left(-\frac{m_e V^2}{2T_e}\right) V dV = \\
&= -e \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{2\pi T_e}} n_{e0} \frac{T_e}{m_e} \int_{\infty}^{V_{e\min}} \exp\left(-\frac{m_e V^2}{2T_e}\right) d\left(\frac{m_e V^2}{2T_e}\right) = \\
&= -\frac{en_{e0}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \left[\exp\left(-\frac{m_e V_{e\min}^2}{2T_e}\right) - \exp\left(-\frac{m_e V_{e\max}^2}{2T_e}\right) \right] \Big|_{V_{e\max} \rightarrow \infty} = \quad (3.9) \\
&= -\frac{en_{e0}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{m_e V_{e\min}^2}{2T_e}\right)
\end{aligned}$$

Если учесть выражение для $V_{e\min}$ (3.7), то ток электронов из плазмы (3.9)

принимает вид:

$$j_e = -\frac{en_{e0}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{e\Psi_f}{T_e}\right) \quad (3.10).$$

Далее вычислим ток ионов из плазмы на поверхность тела при стационарном потенциале Ψ_f . В силу непрерывности ионного потока, выходящего непосредственно из плазмы и входящего в слой вблизи тела, где ионы уже будут испытывать действие электрического поля заряженного тела, величина этого потока будет сохраняться при его движении к поверхности тела. Поскольку в потенциальном электрическом поле скорость ионов будет увеличиваться по мере приближения к телу, то, соответственно, будет изменяться плотность ионов в потоке по мере их движения в слое. В соответствии с критерием Бома для образования слоя скорость ионов, входящих из плазмы в слой определяется выражением:

$$v_{oi} = \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \quad (3.11),$$

где M_i – масса ионов, T_e – электронная температура, которая в лабораторной газоразрядной плазме, как правило, существенно превышает температур ионов $T_e \gg T_i$. Это означает, что ионы, до входа в слой с возмущенной плотностью и электрическим полем вблизи изолированного тела в плазме, имеют скорость

выше тепловой скорости, т.е. в «предслое» ионы получают небольшой импульс при движении из плазмы в сторону тела. Учитывая сказанное выше и (3.11) условие сохранения потока ионов можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} n_{i0}(x \rightarrow \infty)V_{i0} &= n_i(x \rightarrow 0)V_{i\Sigma} \\ n_i(x \rightarrow 0) &= \frac{n_{i0}(x \rightarrow \infty)V_{i0}}{V_{i\Sigma}} \end{aligned} \quad (3.12),$$

где $n_{i0}(x \rightarrow \infty)$ – плотность ионов в глубине невозмущенной плазмы вдали от тела, $n_i(x \rightarrow 0)$ – плотность плазмы вблизи тела, V_{i0} – скорость ионов при вхождении в слой, $V_{i\Sigma}$ – скорость ионов в непосредственной близости к поверхности тела. Поскольку ионы набирают энергию в электрическом поле плавающего потенциала Ψ_f тела, то энергия входящих в слой ионов и полученная ими энергия в потенциальном поле $e\Psi_f$ уже в слое будут складываться, тогда для расчета суммарной скорости ионов $V_{i\Sigma}$ можно записать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{M_i}{2} V_{i0}^2 + \frac{M_i}{2} V_{if}^2 &= \frac{M_i}{2} V_{i\Sigma}^2 \\ \frac{M_i}{2} V_{if}^2 &= e\Psi_f \\ \frac{M_i}{2} V_{i0}^2 + e\Psi_f &= \frac{M_i}{2} V_{i\Sigma}^2 \\ V_{i\Sigma} &= \sqrt{V_{i0}^2 + \frac{2e\Psi_f}{M_i}} = \sqrt{\frac{T_e}{M_i} + \frac{2e\Psi_f}{M_i}} \end{aligned} \quad (3.13).$$

Подставляя (3.13) в (3.12) и умножая на заряд ионов (здесь и далее будем считать все ионы плазмы одинаковыми и имеющими положительный заряд по величине равный заряду электрона), получаем ток ионов на поверхность тела под плавающим потенциалом:

$$j_i = en_i(x \rightarrow 0)V_{i\Sigma} = e \frac{n_{i0}(x \rightarrow \infty)V_{i0}}{V_{i\Sigma}} V_{i\Sigma} = en_{i0}V_{i0} \quad (3.14).$$

Далее суммируем токи электронов (3.10) и ионов (3.14) и, для стационарного случая приравняем сумму токов к нулю, получаем уравнение

для нахождения стационарного плавающего потенциала изолированного тела в плазме:

$$j_i + j_e = en_{i0}V_{i0} - \frac{en_{e0}}{\sqrt{2\pi}} \cdot \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \exp\left(-\frac{e\Psi_f}{T_e}\right) = 0$$

$$\exp\left(-\frac{e\Psi_f}{T_e}\right) = \frac{\sqrt{2\pi}en_{i0}V_{i0}}{en_{e0}} \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} \quad (3.14).$$

Из уравнения (3.14) логарифмированием получаем выражение для плавающего потенциала тела, погруженного в плазму с плотностью электронов и ионов $n_{i0} = n_{e0}$:

$$\exp\left(-\frac{e\Psi_f}{T_e}\right) = \sqrt{2\pi}v_{i0} \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} = \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \sqrt{\frac{m_e}{T_e}} = \sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{m_e}{M_i}}$$

$$-\frac{e\Psi_f}{T_e} = \ln \sqrt{\frac{2\pi m_e}{M_i}}; \quad \Psi_f = \frac{T_e}{e} \ln \sqrt{\frac{M_i}{2\pi m_e}} \quad (3.15).$$

Из полученной формулы видно, что в неизотермической плазме при температуре электронов, существенно превышающей температуру ионов, плавающий потенциал определяется в основном температурой электронов, и логарифмически слабо зависит от соотношения масс электронов и ионов. Для примера рассчитаем величину плавающего потенциала для изотермической плазмы, состоящей из ионов водорода и электронов при температурах электронов 10 эВ и 3 эВ, а также для плазмы, состоящей из ионов аргона и электронов при температурах электронов 10 эВ и 3 эВ. Результаты расчетов приведены в таблице 3.1.

В экспериментальных установках бывают ситуации, при которых плоский электрод помещен в плазму таким образом, что на него поступают частицы только с одной стороны. Например, электрод находится вблизи стенки, или одна сторона прикрыта объектами, закрывающими поток плазмы с одной стороны. В этом случае, в выражениях (3.9 и 3.10) вместо полной электронной плотности плазмы следует брать половинное значение, но это же относится и к ионной плотности. Так как в основной формуле (3.14) входит отношение

плотностей, то и в этом случае выражение для плавающего потенциала (3.15) не изменится.

Таблица 3.1 Значения плавающего потенциала тела Ψ_f , погруженного в однородную неизотермическую плазму с температурами электронов 10 эВ и 3 эВ и с ионными компонентами плазмы, состоящими из ионов водорода и однозарядных ионов аргона.

Ионный состав плазмы	Отношение масс ионов и электронов $\frac{M_i}{m_e}$	Температура электронов, T_e , эВ	Параметр $\ln \sqrt{\frac{M_i}{2\pi m_e}}$	Величина плавающего потенциала Ψ_f , В
Водород H^+	1836	10	2.84	28.4
Водород H^+	1836	3	2.84	8.52
Аргон Ar^+	73600	10	4.69	46.9
Аргон Ar^+	73600	3	4.69	14.7

Литература к разделу 3

1. Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы /пер. с англ. под общ. ред. Л.М. Зеленого/ М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-584с. – ISBN 978-5-9221-1169-0
2. Bohm D. I book “The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields”(Chapter 3). Ed. A. Guthrie, R.K. Wakerling, New York, 1949
3. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969
4. Диагностика плазмы. Под редакцией Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Издательство «МИР». Москва 1967.
5. Harrison E.R. and Thompson W.B. The low pressure plane symmetric discharge // Proceedings of the Physical Society (London). Vol. 74. Pt. 2 (August 1959). P.145-152.
6. Plasma Diagnostic Nechniques. Edited by Richard H. Huuddlestone and Stanly L. Leonard. Plasma Reseaech Laboratory, Aerospace Corporation. Los Angeles, California. Academic Press. New York – London. 1965
7. P.C. Stangeby The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices (Series in Plasma Physics), CRC Press. 2000. 738 С. ISBN 978-0750305594

Раздел 4. Формирование двойного слоя разделения зарядов в плазме вблизи плоского электрода, находящегося под малым электрическим потенциалом

В данном разделе мы приступим к изучению распределения пространственного потенциала и электрического поля вблизи плоского электрода, находящегося под фиксированным потенциалом ψ_0 и погруженного в однородную плазму. Естественно такой электрод вокруг себя будет возмущать первоначально однородную плазму, изменять пространственное распределение плотности плазмы, возникнет разделение зарядов плазмы и появление электрического поля в некоторой области вблизи поверхности электрода.

Рассмотрим плазму больших размеров, в которую погружен электрод, находящейся под потенциалом ψ_0 . Поскольку для плазмы фундаментальным пространственным размером является радиус (длина) Дебая

$r_D = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2 m_e}{m_e T_e}} \approx \frac{\omega_{pe}}{V_{Te}}$, то понятие о большом размере плазмы означает, что

ее характерный пространственный размер R на много порядков превосходит дебаевский радиус:

$$R \gg r_D \tag{4.1}$$

Далее будем опираться на основные законы электродинамики. Из электродинамики известно, что величина электрического потенциала и напряженности электрического поля связаны соотношением:

$$\vec{E} = -grad\Psi \tag{4.1},$$

где в прямоугольных декартовых координатах векторный оператор

$$grad = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}; \frac{\partial}{\partial y}; \frac{\partial}{\partial z} \right\},$$

действуя на скалярную функцию электрического

потенциала $\Psi(x, y, z)$, определяет компоненты вектора напряженности

$$\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\} = -\left\{ \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right\}.$$

Используем уравнение Максвелла, связывающее потенциальное электрическое поле с объемными электрическими зарядами:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho \quad (4.2),$$

где в декартовых координатах оператор $\operatorname{div} = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$, действуя на

компоненты вектора электрического поля $\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$, определяет

скалярную величину $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$, равную величине объемной

плотности некомпенсированных электрических зарядов ρ , умноженной на 4π .

Будем полагать также, что ионы являются однозарядными и несут положительный электрический заряд равный по величине отрицательному заряду электрона. Далее для простоты изложения будем рассматривать одномерные возмущения плотности плазмы по оси OX при погружении бесконечного по осям OY и OZ электрода, находящегося в плазме под потенциалом Ψ . Поскольку плазма очень большого размера $L \gg r_D$, ее распределение плотности в пространстве вдали от электрода однородно, и при этом плотности отрицательных и положительных зарядов одинаковы. Это означает, что внутри плазмы макроскопических электрических полей, связанных с крупномасштабным пространственным разделением зарядов, не должно быть, а электрическими полями, обусловленные плазменными флуктуациями и спонтанно возникающими колебаниями, мы будем пренебрегать. То есть внутри однородной плазмы квазистатические электрические поля должны быть равны нулю. Не ограничивая общности рассмотрения, можно принять, что и электрический потенциал внутри такой

плазмы равен нулю, а все другие тела в плазме и их электрические потенциалы тогда будем отсчитывать от нулевого внутреннего потенциала плазмы, который в дальнейшем будем называть потенциалом плазмы.

Из уравнений (2.1) и 2.2) получим следующее уравнение:

$$\operatorname{div}\vec{E} = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \Psi(x) = 4\pi\rho(x) \quad (4.3),$$

которое в одномерном случае преобразуется в уравнение вида:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi\rho(x) \quad (4.4).$$

Плотность некомпенсированных зарядов $\rho(x)$ представим в виде разности плотности ионов и электронов:

$$\rho(x) = 4\pi(n_i - n_e) \quad (4.5).$$

Подставляя (4.5) в (4.4) получаем уравнение для потенциала в зависимости от координаты x :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (4.6).$$

В этом разделе рассмотрим вариант задачи с бесконечно тяжелыми ионами, при этом в области как вдали, так и вблизи электрода распределение ионов считаем однородным, а электроны, как более легкие частицы по сравнению с ионами, находятся в тепловом равновесии в потенциальном поле, и распределены в пространстве вблизи электрода в соответствии с законом Больцмана (2.5):

$$\begin{aligned} n_i(x \rightarrow \infty) &= n_e(x \rightarrow \infty) = n_0 \\ n_e(x) &= n_0 \exp\left[-\frac{(-e)\Psi(x)}{T_e}\right] = n_0 \exp\left[\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \end{aligned} \quad (4.7).$$

Тогда уравнение (4.6) принимает вид:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi en_0 \left\{ 1 - \exp\left[\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \right\} \quad (4.8).$$

Для решения уравнения (4.8) умножим его на производную потенциала по координате x и сделаем следующие преобразования:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi(x)}{dx} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} &= -4\pi en_0 \frac{d\Psi(x)}{dx} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \right\}; \\ \frac{d\Psi(x)}{dx} \cdot \frac{d}{dx} \left[\frac{d\Psi(x)}{dx} \right] &= -4\pi en_0 \frac{d\Psi(x)}{dx} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \right\}; \\ \frac{d}{dx} \left[\frac{d\Psi(x)}{dx} \right]^2 &= -8\pi en_0 \frac{d\Psi(x)}{dx} \left\{ 1 - \exp\left[\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \right\} \end{aligned} \quad (4.9).$$

Сначала рассмотрим малые электрические потенциалы электрода, для которых величина экспоненты в фигурных скобках правой части (4.9) менее 1, и выполняется условие:

$$\frac{e\Psi(x)}{T_e} \ll 1 \quad (4.10).$$

Тогда выражение в фигурных скобках может быть упрощено путем разложения экспоненты в ряд:

$$1 - \exp\left[\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \approx 1 - \left(1 + \frac{e\Psi(x)}{T_e}\right) = -\frac{e\Psi(x)}{T_e} \quad (4.11).$$

Подставляем (4.11) в правую часть уравнения (4.9), интегрируя по переменной x , и получаем уравнение

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\Psi(x)}{dx} \right]^2 &= 8\pi en_0 \int \frac{e\Psi(x)}{T_e} d\Psi \\ \left[\frac{d\Psi(x)}{dx} \right]^2 &= 8\pi en_0 \frac{e\Psi^2(x)}{2T_e} + C_1 \end{aligned} \quad (4.12).$$

Так как потенциал и электрическое поле в глубине плазмы равны нулю:

$$\Psi(x \rightarrow \infty) = 0; \quad \frac{d\Psi}{dx} = \left| \vec{E}(x \rightarrow \infty) \right| = 0 \quad (4.11),$$

то константа $C_1=0$, и уравнение (4.12) преобразуется следующим образом:

$$\frac{d\Psi(x)}{dx} = \pm \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{T}} \Psi(x) = \pm \frac{1}{r_D} \Psi(x) \quad (4.13).$$

Знак \pm перед правой частью уравнения (4.13) поставлен потому, что при извлечении квадратного корня из правой части уравнения (4.12) точный знак его значения неопределен, и он будет уточнен из граничных условий.

Решения уравнения (4.12) имеют вид:

$$\ln \Psi(x) = \pm \frac{x}{r_D} + C_2 \quad (4.14)$$

Граничные условия для потенциала определим так: при $x=0$ $\Psi = \Psi_0$, и получаем:

$$\ln \Psi_0 = C_2 \quad (4.15).$$

Учитывая граничные условия (4.11) и (4.15), окончательное решение уравнения (4.14) получаем в виде:

$$\Psi = \Psi_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \quad (4.17).$$

Здесь уместно сделать оценку электрического поля E_0 на поверхности электрода из (4.17):

$$-\frac{d\Psi}{dx}(x \rightarrow 0) = E_0 = -\sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{T}} \Psi(x \rightarrow 0) = -\sqrt{\frac{4\pi e^2 n_0}{T}} \Psi_0 = -\frac{\Psi_0}{r_D} \quad (4.18).$$

Решение (4.17) имеет вид, идентичный решению (2.23), полученному ранее для потенциала уединенного электрического заряда в плазме. Из этого решения видно, что возмущение однородной плазмы происходит на расстояниях порядка дебаевского радиуса от плоского электрода, находящегося под фиксированным потенциалом Ψ_0 , при этом электрическое поле E_0 направлено из плазмы в сторону электрода, т.е. потенциал электрода имеет отрицательный знак по сравнению с потенциалом плазмы, равным нулю.

Зависимость величины электрического поля от расстояния x вблизи электрода получается дифференцированием (4.17), и имеет вид:

$$E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\frac{\Psi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) = E_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \quad (4.19).$$

В таблице 4.1 представлены результаты расчетов величины электрического поля на поверхности плоского электрода в плазме и радиусы Дебая для различных значений параметров плазмы.

Обсудим ситуацию, при которой в лабораторных экспериментах часто используются не плоские электроды, а электроды или детали, вообще говоря, с произвольными формами и размерами. При этом необходимо знать величину электрического поля на поверхности таких электродов. Нужно ли решать аналогичную задачу для электрода с отличной от плоского случая сложной формой? На основании представленных вычислений ясно, что потенциал и электрическое поле меняются в очень узкой пространственной области вблизи электрода, характерный размер которой определяется радиусом Дебая или величиной, пропорциональной радиусу.

Как видно из таблицы 4.1. при варьировании плотности плазмы от 10^{13} см^{-3} до 10^{10} см^{-3} и температуры электронов от 10 до 1 эВ, размер дебаевского радиуса изменяется от 7.4 мкм до 234 мкм, при этом величина электрического поля на поверхности электрода может достигать 42 кВ/см, а при плавающем потенциале изолированного электрода, максимальное значение электрического поля может достигнуть 120 кВ/см. Для многих лабораторных экспериментов электроды имеют, как правило, размеры около 1 мм и более, что значительно больше радиуса Дебая, следовательно, взаимодействие плазмы с поверхностью таких электродов должно подчиняться закономерностям, характерным для рассмотренного в данном разделе плоского случая.

Имея формулы для расчета пространственного распределения потенциала и поля вблизи электрода, погруженного в плазму, можно характер пространственное распределение плотности электронов в слое вблизи электрода. Для этого формулу (4.7) логарифмируем и подставляем в ее правую часть решение (4.17), и получаем:

$$\ln \left[\frac{n_e(x)}{n_0} \right] = \frac{e\Psi(x)}{T} = \frac{e\Psi_0}{T} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \quad (4.20).$$

Из (4.20) видно, что при приближении в поверхности электрода ($x \rightarrow 0$), плотность электронов падает экспоненциально, а при удалении от электрода ($x \rightarrow \infty$) правая часть (4.20) стремится к нулю, а плотность электронов приближается к плотности невозмущенной плазмы n_0 .

Таблица 4.1 Результаты расчетов радиусов Дебая (r_D) и величин электрического поля E_0 на поверхности плоского электрода при потенциале $\Psi_0 = -10\text{В}$ и при плавающем потенциале Ψ_f , помещенных в водородную плазму с различными значениями плотности n_e и при температуре электронов $T_e=10\text{эВ}$

$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{эВ}$	$r_D, \text{мкм}$	E_0 при $\Psi_0, \text{В/см}$	E_0 при $\Psi_f, \text{В}$
10^{10}	10	234	427	1213
10^{11}	10	74.0	1350	3834
10^{12}	10	23.4	4270	12133
10^{13}	10	7.40	13500	38340

Здесь следует заметить, что формулы в этом разделе получены в предположении $e\Psi/T_e \ll 1$, и при значениях температуры электронов 10 эВ и потенциала $\Psi_0 = -10\text{В}$ величина параметра $e\Psi/T_e = 1$, а для плавающего потенциала $e\Psi_f/T_e \approx 3$ (см. таблицу 3.1), и тогда данные о величинах

электрических полей на пластине (4-й и 5-й столбцы), приведенные в таблице 4.1, следует рассматривать как приближенные. Интересно оценить время установления дебаевского экранирования вокруг заряда, помещенного в плазму. Поскольку наше рассмотрение касалось только движения электронов, а ионы мы положили очень тяжелыми, то время установления экранирования заряда в плазме τ_D можно оценить по движению электронов в пространстве слоя:

$$\tau_D \approx \frac{r_D}{V_e} \quad (4.21)$$

где r_D – дебаевский радиус, который определяет размер экранирующего плазменного слоя (4.17) –(4.19), V_e – характерная скорость электронов, в процессе установления слоя. Не ограничивая общности рассмотрения можно связать скорость электронов с электронной температурой $V_e \approx V_{Te} \approx [T_e/m_e]^{1/2}$, и при $\Gamma_D \approx V_{Te}/\omega_{pe}$ получим оценку времени установления слоя:

$$\tau_D \approx \frac{r_D}{V_e} \approx \frac{r_D}{\sqrt{\frac{T_e}{m_e}}} \approx \frac{V_{Te}}{\omega_{pe} \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}} \approx \frac{1}{\omega_{pe}} = \tau_{pe} \quad (4.22).$$

Таким образом, оценка времени установления экранирующего слоя вблизи точечного заряда, помещенного в плазму, составляет характерное электронное ленгмюровское время, величина которого зависит от плотности плазмы. Для лабораторной плазмы при изменении ее плотности от 10^{10} см^{-3} до 10^{13} см^{-3} это характерное время очень мало, и его величина лежит в интервале от долей наносекунды до нескольких единиц пикосекунд.

Литература к разделу 4

1. Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы /пер. с англ. под общ. ред. Л.М. Зеленого/ М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-584с. – ISBN 978-5-9221-1169-0

Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969

2. Диагностика плазмы. Под редакцией Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Издательство «МИР». Москва 1967.

3. Plasma Diagnostic Nechniques. Edited by Richard H. Huddlestone and Stanly L. Leonard. Plasma Research Laboratory, Aerospace Corporation. Los Angeles, California. Academic Press. New York – London. 1965

Раздел 5. Электрическое поле на поверхности погруженного в плазму металлического электрода при большом отрицательном потенциале

В данном разделе представлено аналитическое решение уравнения Пуассона для расчета электрического поля на поверхности электрода, погруженного в однородную неизотермическую бесстолкновительную плазму, состоящую из электронов и однозарядных ионов с зарядом e , с температурой электронов T_e , при больших значениях отрицательного электрического потенциала Ψ , когда параметр $|e\Psi/T_e| \gg 1$ [1, 2]. Установлено, что размер слоя L плазмы с нарушенной квазинейтральностью вблизи высокопотенциального электрода увеличивается по сравнению с радиусом Дебая r_D пропорционально параметру $[e\Psi/2T_e]^{3/4}$, $L=r_D[e\Psi/2T_e]^{3/4}$. Показано, что в лабораторной плазме с плотностью в интервале значений $10^{10} \text{ см}^{-3} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов от 1 до 10 эВ при больших значениях потенциала и параметра $e\Psi/T_e \gg 1$ электрическое поле, рассчитанное по полученной формуле $E = \Psi/L$ вблизи поверхности погруженного в плазму электрода, от 20 до 200 раз меньше значений полей, рассчитанных по классической формуле $E = \Psi/r_D$, полученной при малых потенциалах и при значениях параметра $e\Psi/T_e \ll 1$.

Известно [3–6], что электрическое поле, возникающее вблизи погруженного в плазму металлического электрода, играет существенную роль в развитии многих явлений, определяющих характер взаимодействия заряженных частиц плазмы с металлами. Особенно это взаимодействие важно в сильных электрических полях. К явлениям, проявляющимся в вакууме в сильных электрических полях, относятся автоэлектронная, взрывная электронная эмиссия. В разреженных газах имеет место ион-электронная эмиссия с поверхности отрицательного электрода в тлеющем разряде. В сильном

электрическом поле в разреженных газах и в вакууме у катода развиваются такие процессы как искровой, стримерный, микроволновый и микроплазменный разряды, а также сильная эмиссия электронов из катодных пятен в вакуумных дугах [7–11]. В ряде случаев установлено, что наличие на поверхности металла естественных или нанесенных диэлектрических пленок, а также диэлектрических микровключений влияет на величину возникающего сильного электрического поля [12 – 14]. При этом сильные электрические поля инициируют явления и процессы, приводящие к изменению структуры и свойств поверхностного слоя металла, которые могут найти применение в промышленности и медицине [15-18]. Для практических приложений важно разработать методы управления физико-техническими свойствами модифицированного в плазме поверхностного слоя для формирования полезных характеристики обрабатываемых металлических изделий [19-22] и предотвращения нежелательных явлений эрозии стенок термоядерных установок [23, 24].

Цель данной работы состояла в расчете электрического поля, возникающего непосредственно на поверхности чистого металлического электрода (в отсутствии на его поверхности диэлектрических пленок и микровключений), находящегося под большим отрицательным потенциалом по отношению к потенциалу плазмы в вакууме.

Для простоты рассматривается типичная лабораторная бесстолкновительная полностью ионизованная водородная плазма с характерными параметрами – плотности $10^{10} \text{ см}^{-3} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и электронной температуры 1 – 10 эВ. В такую плазму погружен металлический электрод под отрицательным электрическим потенциалом в интервале значений от 10 В до 10000 В. Это соответствует большим потенциалам Ψ для которых величина $e\Psi$ (здесь e – заряд электрона)

превышает температуру электронов плазмы T_e (1-100 эВ) на несколько порядков: $e\psi|T_e \gg 1$. Отметим, что в пределе большого отрицательного потенциала электрода задача о структуре дебаевского слоя вблизи его поверхности должна переходить в задачу Чайльда-Ленгмюра, при которой поток электронов отсутствует, а ионы распределяются в соответствии с собственным объёмным зарядом при начальной скорости на границе слоя, определяемой из критерия Бома.

При более высоких отрицательных значениях потенциала металлического электрода (выше 10 кВ) однозарядные ионы плазмы будут бомбардировать поверхность металла с энергиями около 10 кэВ, и в этих условиях на многих металлах возникает явление ион – электронной эмиссии [25] с коэффициентом более 1. В наших расчетах при ограничении величины потенциала металла 10 кэВ электронный ток с поверхности металла, обусловленный ион – электронной эмиссии, не будет учитываться. Также для упрощения задачи в данной работе не будут учитываться десорбция атомов газов с поверхности электрода и явление катодного распыления при воздействии потока ионов на металл [26]. На данном этапе не будет учитываться также роль диэлектрических пленок и микровключений на поверхности металла в усилении плазменного электрического поля на его поверхности, т.к. эта задача требует отдельного рассмотрения.

В плазме при рассмотрении вопросов образования слоя с разделением электронов и ионов вблизи погруженного в бесконечную плазму плоского электрода находящегося под потенциалом Ψ_0 , как правило, предполагают выполнение условия:

$$|e\Psi_0|/T_e < |e\Psi(x)|/T_e \ll 1, \quad (5.1)$$

где e – заряд электрона, T_e – температура электронов, выраженная в энергетических единицах, $\Psi(x)$ – потенциал пространства вне электрода в зависимости от координаты x , отсчитываемый от поверхности электрода [27–30]. В этих условиях для определения пространственного распределения электрического потенциал $\Psi(x)$ вблизи электрода решается уравнение Пуассона

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (5.2),$$

где n_i и n_e – плотности ионов и электронов в плазме, значения которых зависят от координаты, и, соответственно, величины потенциала в пространстве от поверхности электрода до области невозмущенной плазмы.

Предполагаем бальцмановское распределение электронов в потенциальном поле вблизи электрода и однородное в пространстве распределение ионов, которые при условии (5.1) практически не изменяют свои скорости при движении из невозмущенной плазмы в направлении к электроду. В этом случае решение уравнения (5.2) дает следующее выражение для потенциала $\Psi(x)$ и электрического поля $E(x)$ [28–30]:

$$\begin{aligned} \Psi(x) &= \Psi_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \\ E(x) &= -\text{grad}\Psi(x) = \frac{\Psi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \\ E(x=0) &= \frac{\Psi_0}{r_D} \end{aligned} \quad (5.3),$$

где радиус Дебая $r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}} \approx \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}}$,

$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$ – электронная плазменная частота,

$V_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$ – тепловая скорость электронов.

На рис. 5.1 представлена схема распределения потенциала $\Psi(x)$ вблизи помещенного в плазму электрода.

В условиях лабораторных экспериментов [1–7, 12–15], проводимых в неизотермической плазме, температура электронов T_e , как правило, на порядок превышает температуру ионов T_i , и на один из электродов подается потенциал, величина которого $e\Psi$ существенно превышает температуру электронов $e\Psi/T_e \gg 1$. В этом случае аналитические вычисления распределения потенциала и электрического поля вблизи электрода в плазме должны выполняться иначе, по сравнению с расчетами (5.2) и (5.3), выполненными при условии (1), когда $|e\Psi|/T_e \ll 1$.

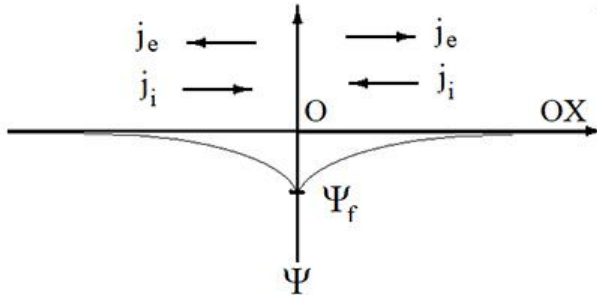


Рис. 5.1 Схема пространственного распределения электрического потенциала в слое плазмы с разделением зарядов вблизи тонкого плоского электрода, находящегося в точке $x=0$ под отрицательным потенциалом Ψ_f .

Символами j_e и j_i схематично указаны потоки электронов и ионов, в результате баланса которых происходит установление пространственного распределения потенциала в слое, описываемого формулой (5.3).

Далее будем рассматривать погруженный в однородную плазму плоский металлический электрод с характерными размерами существенно больше размера Дебая r_D , для которого необходимо найти формулу для величины электрического поля на его поверхности при больших значениях электрического потенциала $e\psi/T_e \gg 1$. В случае больших электродов со сложной структурой поверхности при их размерах, существенно превышающих радиус Дебая, распределение потенциала и электрического поля вблизи поверхности можно считать близким к плоскому случаю. На этом основании будем решать уравнение Пуассона (2) для пространственно одномерного случая при условии $e\psi/T_e \gg 1$.

При большом положительном потенциале электрода по отношению к плазменному потенциалу этот электрод будет собирать большой ток электронов из окружающей плазмы. Большой ток электронов на электрод из ближайшей окрестности электрода приведет к движению электронов во всем объеме плазмы. Экспериментальный опыт показывает [1–7, 19–24], что положительный электрод будет влиять не только на плазму в окрестности электрода, но и может привести к изменениям плотности плазмы в большом объеме экспериментальной установки. Таким образом, электрод с большим положительным потенциалом по отношению к потенциалу плазмы приведет к ее быстрому распаду, даже при наличии мощного стационарного внешнего источника плазмы, или к существенному пространственному изменению параметров плазмы. Поэтому далее будем рассматривать наиболее интересный

случай, когда электрический потенциал электрода имеет отрицательный знак по отношению к потенциалу невозмущенной плазмы вдали от электрода. Этот случай представляет также технологический интерес для модификации поверхности металлического изделия, помещенного в качестве электрода в плазму [18–21].

При решении задачи с большим значением отрицательного потенциала электрода $|e\Psi/T_e \gg 1$ (в отличие от случая $|e\Psi/T_e \ll 1$) будем учитывать как движение электронов, так и движение ионов в слое вблизи электрода. При $|e\Psi/T_e \gg 1$ отрицательный потенциал электрода в плазме приведет к отталкиванию значительной доли электронной компоненты плазмы из области вблизи электрода, в то время как его действие на ионы будет приводить к их ускорению из плазмы к электроду, что и приведет к образованию слоя разделения зарядов вблизи электрода. Поскольку плотность ионов при больших значениях отрицательного потенциала электрода не может быть постоянной во всей области слоя, а будет меняться от условной точки вхождения ионов в слой по мере их продвижении к отрицательному электроду. Будем считать, что зависимость плотности ионов от величины потенциала $n_i(\Psi)$ и их скорость $V_i(\Psi)$ определяются законом непрерывности потока ионов, и тогда имеем следующее соотношение:

$$n_i(\Psi)V_i(\Psi) = n_{i0}V_{i0} \quad (5.4),$$

где n_{i0} и V_{i0} , плотность и скорость ионов на входе в слой с некомпенсированными зарядами. Далее используем критерий Бома [30], по которому величина ионного потока из невозмущенной плазмы на границе входа в слой равна следующей величине:

$$n_{i0}V_{i0} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \quad (5.5),$$

где n_0 – плотность невозмущенной плазмы вдали от электрода, а скорость ионов на входе в слой равна $V_{i0} = (T_e/M_i)^{1/2}$, M_i – масса иона.

Поскольку мы рассматриваем случай, когда отрицательный потенциал электрода достаточно большой, т.е. $|e\Psi/T_e \gg 1$, то положительно заряженные ионы, войдя в слой с нарушенным зарядовым балансом, должны ускоряться в потенциальном электрическом поле при своем движении к электроду. Скорость ионов в каждой точке слоя может быть связана с величиной электрического потенциал $V_i(\Psi)$, исходя из закона сохранения энергии, – энергия иона в точке с потенциалом Ψ равна сумме энергии иона на входе в слой и набранной энергии при движении в потенциальном поле электрода от точки входа иона в слой до точки достижения ионом потенциала $e\Psi(x)$. Тогда имеет место следующее соотношение:

$$\frac{M_i V_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{M_i V_{i0}^2}{2} = e\Psi + \frac{M_i}{2} \left[\sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \right]^2 = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi \quad (5.6).$$

Здесь и далее мы под Ψ будем иметь в виду только значение потенциала, а его знак будем учитывать в соотношениях и уравнениях, на основе физических соображений. Так как мы рассматриваем случай с большим значением потенциала ($e\Psi \gg T_e$), то из (5.4) скорость ионов в зависимости от значения потенциала можно вычислить так:

$$\frac{M_i V_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi$$

$$V_i(\Psi) \approx \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}} \quad (5.7).$$

Учитывая (5.5), (5.6) и (5.7) из баланса ионных потоков (5.4) находим выражение для плотности ионов, связанной с величиной потенциала в слое:

$$n_i(\Psi)V_i(\Psi) \approx n_i(\Psi) \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}};$$

$$n_i(\Psi) = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \quad (5.8).$$

В потенциальном электрическом поле электроны распределяются в зависимости от энергии электрона \mathcal{E}_e по закону Больцмана, а так как энергия электронов пропорциональна величине потенциала Ψ в фиксированной точке пространства слоя, то справедливы следующие выражения для плотности электронов в зависимости от величины потенциала:

$$n_e(\mathcal{E}_e) = n_0 \exp\left[-\frac{\mathcal{E}_e}{T}\right];$$

$$\mathcal{E}_e = (-e)(-\Psi) = e\Psi;$$

$$n_e(\Psi) = n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi}{T}\right] \quad (5.9).$$

Учитывая (5.8) и (5.9), получаем уравнение Пуассона (5.2) в следующем виде:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e)$$

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e \left\{ n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} - n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi(x)}{T}\right] \right\} \quad (5.10).$$

Это уравнение не имеет точного аналитического решения, но его можно упростить, учитывая то обстоятельство, что мы ищем решение для больших по величине значений потенциала электрода $|e\Psi/T_e| \gg 1$.

Из (5.9) видно, что для больших значениях потенциала вблизи электрода второй экспоненциальный член в правой части уравнения (5.10) значительно меньше первого члена, а тогда вторым членом в правой части уравнения (5.10) можно пренебречь. В этом случае получаем упрощенное уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \quad (5.11).$$

Для решения этого уравнение (5.11) умножим его на пространственную производную потенциала, и сделаем следующие преобразования:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dx} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} &= -4\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \frac{d\Psi}{dx}; \\ \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left[\frac{d\Psi}{dx} \right]^2 &= -4\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \frac{d\Psi}{dx}; \\ \left[\frac{d\Psi}{dx} (x=0) \right]^2 &= E^2(\Psi_0) = -8\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \int \Psi^{-\frac{1}{2}} \frac{d\Psi}{dx} dx = \\ &= 8\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \int \Psi^{-\frac{1}{2}} d\Psi = 16\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \Psi^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5.12).$$

Из (5.12) получаем аналитическое выражение для электрического поля $E(\Psi_0)$ на поверхности электрода, находящегося в плазме под отрицательным потенциалом $\Psi(x=0)=\Psi_0$:

$$\left| E(\Psi_0) \right| = 2^{\frac{1}{4}} \sqrt{8\pi n_0 T_e} \left[\frac{e\Psi_0}{T_e} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (5.13)$$

Таким образом, из (5.13) следует, что при больших значениях отрицательного потенциала электрода $|e\Psi_0/T_e| \gg 1$ в плазме величина электрического поля $E(\Psi_0)$ вблизи электрода довольно слабо зависит от величины потенциала: при увеличении электрического потенциала электрода

электрическое поле на его поверхности растет пропорционально корню четвертой степени из величины $e\Psi_0$: $E(\Psi_0) \propto |e\Psi_0|^{1/4}$.

Из выражения (5.13) можно получить важное физическое соотношение между давлением электрического поля вблизи поверхности электрода $(E_0)^2/8\pi$ и давлением невозмущенной плазмы вдали от поверхности электрода n_0T_e :

$$\frac{E_0^2}{8\pi} = n_0T_e \left[\frac{2e\Psi_0}{T_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.14)$$

Выражение (5.14), справедливое для больших значений параметра $e\Psi_0/T_e \gg 1$, может быть полезным также для оценки электрического поля вблизи электрода при известных значениях плотности невозмущенной плазмы, электронной температуры и параметра $e\Psi_0/T_e$.

Из (5.13) можно получить формулу для расчетов электрического поля, полагая, что размер слоя с разделением зарядов вблизи отрицательного электрода при $e\Psi_0/T_e \gg 1$ уже не равен радиусу Дебая, а увеличивается по сравнению с классическим значением радиуса Дебая во много раз, - пропорционально значению параметра $(e\Psi_0/T_e)^{3/4}$. В этом случае формула для расчета значения электрического поля на поверхности электрода, находящегося под потенциалом Ψ_0 при $e\Psi_0/T_e \gg 1$, будет иметь лаконичный вид:

$$E(\Psi_0) = 2^{\frac{3}{4}} \frac{\Psi_0}{r_D (e\Psi_0/T_e)^{3/4}} = \frac{\Psi_0}{L} \quad (5.15),$$

$$L = r_D (e\Psi_0/2T_e)^{3/4}$$

где Ψ_0 – величина потенциала электрода в плазме, L – модифицированная толщина слоя разделения пространственного заряда (можно назвать его модифицированным дебаевским слоем) вблизи электрода при $e\Psi_0/T_e \gg 1$.

В то время как при малых значениях потенциала электрода в условиях $e\Psi_0/T_e \ll 1$ для расчета электрического поля действует классическая формула для плоского случая [25–29]:

$$\begin{aligned} |E(x)| &= \frac{d\Psi(x)}{dx} = \frac{\Psi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) = E_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right); \\ |E(x=0)| &\equiv E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D} \end{aligned} \quad (5.16).$$

Расчеты электрического поля вблизи плоского электрода, помещенного в плазму в зависимости от параметров плазмы и значения фактора $e\Psi_0/T_e$ по формуле (5.15) представлены в Таблице 5.1. Из сравнения величин электрических полей, рассчитанных по классической формуле (5.3), выведенной при условии $e\Psi_0/T_e \ll 1$, с величинами электрических полей, рассчитанных для больших потенциалов по формуле (5.15) при условии $e\Psi_0/T_e \gg 1$, видно, что отличия в значениях поля составляют до 180 раз, при этом именно классическая формула сильно завышает величины электрического поля. Так при плотности плазмы 10^{10} см^{-3} и температуре электронов 10 эВ при потенциале электрода 10 кВ, формальный расчет по классической формуле (5.3) величины электрического поля на поверхности электрода дает значение 425 кВ/см. В то время как величина электрического поля, рассчитанная по выведенной нами формуле (5.15) составляет всего около 2.3 кВ/см. При увеличении плотности плазмы до 10^{13} см^{-3} значения электрического поля на поверхности электрода, вычисленные по классической формуле (5.3) и формуле (5.15) также различаются более чем на два порядка, соответственно 13.5 МВ/см и 75 кВ/см. Анализ формулы (5.15) показывает также, что она дает правильное значение электрического поля на поверхности погруженного в плазму

электрода, близкие к классическим формулам (5.3) и (5.16), начиная уже со значения параметра $e\Psi_0/T_e=2$.

Таким образом, в разделе получены аналитические формулы (5.13) и (5.15) для правильного расчета величины электрического поля E_0 на поверхности электрода в плазме при больших значениях отрицательного электрического потенциала, когда параметр $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Показано, что размер модифицированного дебаевского слоя L плазмы с нарушенной квазинейтральностью вблизи высокопотенциального электрода увеличивается по сравнению с классическим радиусом Дебая пропорционально параметру $[e\Psi_0/T_e]^{3/4}$. При этом многократное увеличение значения потенциала приводит к довольно слабому росту электрического поля $E_0 \propto [e\Psi_0/T_e]^{1/4}$ на поверхности электрода, так как размер модифицированного дебаевского слоя L при больших значениях потенциалов $e\Psi_0/T_e \gg 1$ может существенно превышать размер радиуса Дебая r_D .

Время формирования увеличенного слоя разделения зарядов вблизи электрода и время установления распределения частиц в нем также увеличивается в $[e\Psi_0/2T_e]^{3/4}$ раз по сравнению со случаем, когда $e\Psi_0/T_e \ll 1$. Оценим это время формирования τ_L модифицированного дебаевского слоя L на основе критерия Бома, исходя из минимальной скорости ионов V_{i0} при их вхождении в слой размером L :

$$\begin{aligned}
 V_{i0} &= \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}; \quad L = r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}; \quad r_D \approx \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}} \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_e}} \\
 \tau_L &\approx \frac{L}{V_{i0}} = \frac{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}}{\sqrt{\frac{T_e}{M_i}}} \approx \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \frac{\left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}}{\omega_{pe}} = \frac{\left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}}{\omega_{pi}} = \tau_{pi} \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

Результаты расчетов характерных времен τ_L формирования слоя L по формуле (5.17) представлены также в Таблице 5.1. Эти расчеты показывают, что характерные времена формирования слоя разделения зарядов в плазме вблизи электрода, находящегося при больших электрических потенциалах $e\Psi_0/T_e \gg 1$, превосходят характерные ионные ленгмюровские времена на умножающий фактор $(e\Psi_0/2T_e)^{3/4}$. Для лабораторной плазмы значения этих времен находятся во временном интервале от нескольких сотен наносекунд при малых значениях плотности около 10^{10} см^{-3} , до десятых долей наносекунды при больших значениях плотности плазмы около 10^{13} см^{-3} .

Таким образом, в этом разделе получены важные аналитические формулы для расчета электрического поля E_0 на поверхности электрода в плазме при больших значениях отрицательного электрического потенциала, когда параметр $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Анализ формулы для нахождения электрического поля на поверхности электрода показывает, что размер модифицированного дебаевского слоя L плазмы с нарушенной квазинейтральностью вблизи высокопотенциального отрицательного электрода увеличивается по сравнению с радиусом Дебая пропорционально параметру $[e\Psi_0/2T_e]^{3/4}$, что может составлять умножающий фактор до 200 раз. Рассчитаны конкретные значения электрического поля на поверхности отрицательного электрода в плазме,

выведена формула для определения размера модифицированного дебаевского слоя с нарушением квазинейтральности и его характерное время установления вблизи электрода при отрицательных потенциалах от 10 В до 10 кВ для плотности плазмы в интервале значений $10^{10} \text{ см}^{-3} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при температуре электронов от 1 до 10 эВ. Расчеты также показывают, что при достаточно высоких значениях параметров лабораторной плазмы $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 10$ эВ, электрическое поле вблизи поверхности погруженного в плазму электрода составляет величину около 75 кВ/см при значении потенциала электрода – 10 кВ, что существенно ниже значений поля, рассчитанного по классической формуле (13.5 МВ/см), полученной при $e\Psi_0/T_e \ll 1$. При этом увеличение значения потенциала в 1000 раз от 10 В до 10000 В приводит к слабому росту электрического поля $E_0 \propto [e\Psi_0/T_e]^{1/4}$ на поверхности электрода всего в несколько раз, при этом размер модифицированного дебаевского слоя L разделения зарядов вблизи электрода при больших значениях потенциалов $e\Psi_0/T_e \gg 1$ может значительно (до 200 раз) превышать размер радиуса Дебая r_D , также как время установления слоя и распределения частиц в нем существенно увеличивается по сравнению со случаем, когда $e\Psi_0/T_e \ll 1$. Анализ формулы (5.15) показывает также, что она дает правильное значение электрического поля на поверхности погруженного в плазму электрода, совпадающие с классической формулой (5.16), уже при $e\Psi_0/T_e \approx 2$, что оправдывает в некоторой степени применение классической формулы для расчета плавающего потенциала электрода в плазме, в которой параметр $e\Psi_0/T_e \approx 3$ для водородной плазмы.

Таблица 5.1 Сравнение значений электрического поля E_0 , размера модифицированного дебаевского слоя L вблизи электрода, находящегося в плазме под потенциалом Ψ_0 , характерного времени установления области разделения зарядов в слое τ_L в водородной плазме с различными значениями плотности n_e и электронной температуры T_e для случая применения классических формул (5.3) и (5.16), справедливых для условия $e\Psi_0/T_e \ll 1$, и случая применения модифицированных формул (5.15) и (5.17), полученных для условия $e\Psi_0/T_e \gg 1$

n_e , см ⁻³	T_e , эВ	r_D , мкм	Ψ_0 , В	Ψ_0/r_D , В/см (3)	$e\Psi_0/T_e$	E_0 , В/см (15)	L , мкм	τ_L , нс (17)
10^{10}	1	74.4	10	1344	10	402	249	25.2
10^{10}	10	235	1000	42553	100	1346	7431	143.0
10^{10}	10	235	10000	425532	1000	2393	41790	804
10^{11}	1	23.5	10	4255	10	758	132.2	8.1
10^{11}	10	74.4	1000	134409	100	4250	2353	45.7
10^{11}	10	74.4	10000	1344086	1000	7559	13230	257
10^{12}	1	7.44	10	13440	10	2392	41.8	2.6
10^{12}	10	23.5	1000	425532	100	13457	743.1	14.5
10^{12}	10	23.5	10000	4255320	1000	23929	4179	106.3
10^{13}	1	2.35	10	42553	10	7576	13.2	0.8
10^{13}	10	7.42	1000	1347709	100	42626	234.6	4.5
10^{13}	10	7.42	10000	13477089	1000	75758	1320	25.4

Литература к разделу 5

1. В. А. Иванов Электрическое поле на поверхности погруженного в плазму металлического электрода при большом отрицательном потенциале // Успехи прикладной физики, 2022. Том 10, №4. С.343-350. DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350
2. V. A. Ivanov Electric Field on the Surface of a Metal Electrode Immersed in Plasma at a High Negative Potential // Plasma Physics Reports, 2023, Vol. 49, No. 2, pp. 284–289. DOI: 10.1134/S1063780X22601365
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Изд. 2-е, доп. и перераб. М.: Наука, 1992. 536 с.
4. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
5. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255с.
6. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
7. Энгель А. Ионизованные газы. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959. 332 с.
8. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: МИР, 1969. 205с.
9. Vacuum Arcs: Theory and Application, Ed. by J. M. Lafferty. New York: Wiley, 1980
10. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424с.
11. Иванов В.А. Динамика плазмы в сильных СВЧ-полях. Введение в курс. М.: НИЯУ МИФИ, 2019. 376 с.

12. Ivanov V.A., Sakharov A.S., and Konyzhev M. E. Initiation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film Deposited on a Metal Surface // ISSN 1063-780X, Plasma Physics Reports, 2008, Vol. 34, No. 2, pp. 150–161.
13. Ivanov V.A., Sakharov A.S., and Konyzhev M. E. Formation of a Strong Electric Field Resulting in the Excitation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film on a Metal in a Plasma Flow // Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 6, pp. 619–632.
14. Ivanov V.A., Konyzhev M.E., Dorofeyuk A.A. and Kamolova T.I. Structure of microplasma discharge on titanium surface covered with thin dielectric film // Journal of Physics: Conference Series, **1647** (2020), 012018. DOI:10.1088/1742-6596/1647/1/012018 (IOP Publishing)
15. Ivanov V.A., M.E. Konyzhev M.E., Kuksenova L.I., Lapteva V.G., Sakharov A.S., Kamolova T.I., Dorofeyuk A.A., and Satunin S.N. Strong Localized Interaction of Microplasma Discharges with Titanium // Plasma Physics Reports, 2010, Vol. 36, No. 13, pp.1241-1246.
16. Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Иванов В.А., Кобышев М.Е. Влияние микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из конструкционных сплавов // Трение и смазка в машинах и механизмах. №5. 2009. С. 10-16.
17. Иванов В.А., Кобышев М.Е. Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Хренникова И.А. Влияние микроплазменной обработки на структуру, микрогеометрию поверхности и триботехнические характеристики конструкционных сплавов // Трение и износ, 2009. Том 30, № 4. С.396-404.
18. Димитрович Д.А., Бычков А.И., Иванов В.А. Влияние физических методов обработки поверхности титана на рост колоний клеток костной биологической ткани // Прикладная физика, №2, 2009. С.35-43.
19. Ivanov V.A., M.E. Konyzhev M.E., Kuksenova L.I., Lapteva V.G., and Khrennikova I. A. Strengthening Surface Layers of Samples Made of Steel 45 Using Microplasma Treatment // Journal of Machinery Manufacture and Reliability, 2015, Vol. 44, No. 4, pp. 384–388.

20. Ivanov V.A., Sakharov A.S., Konyzhev M.E., Kamolova T.I., Dorofeyuk A.A., and L I Kuksenova Microplasma discharges excited by a plasma flow on constructional metals // Journal of Physics: Conf. Series 907 (2017) 012023 doi :10.1088/1742-6596/907/1/012023
21. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, T. I. Kamolova, and A. A. Dorofeyuk Propagation of Microplasma Discharge over Titanium Surface Covered with Thin Dielectric Film // ISSN 1063-780X, Plasma Physics Reports, 2021, Vol. 47, No. 6, pp. 603–610. © Pleiades Publishing, Ltd., 2021. DOI: 10.1134/S1063780X21060076
22. Gabovich M.D., Pleshivtsev N.V., and Semashko N.N. Ion and Atomic Beams for Controlled Fusion and Technology. Translated from Russian by D.H. McNeill. New York and London: Consultants Bureau, 1988. 326 p.
23. ITER Documentation Series. No 29. IV. Plasma Facing Materials. Vienna: IAEA. 1991. Pp.247-266.
24. Behrich R. And Ehreberg J. Plasma induced surface modifications at the first wall components of high temperature plasma experiments. Journal of Nuclear Materials. 1988. Vol. 155-157. Part 1. Pp.95-104.
25. Плешивцев Н.В., Бажин А.И. Физика воздействия ионных пучков на материалы. М.: Вузовская книга, 1998. 392 с.
26. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 576 с. ISBN 5-9221-0681-3.
27. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977, 384с
28. Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы /пер. с англ. под общ. ред. Л.М. Зеленого/ М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.-584с. – ISBN 978-5-9221-1169-0
29. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969
30. Диагностика плазмы. Под редакцией Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. Издательство «МИР». Москва 1967.

Раздел 6. Обобщенная формула для расчета электрического поля на поверхности электрода в плазме

В данном разделе на основании расчетов электрического поля на поверхности металлического электрода, погруженного в плазму с электронной температурой $T_e \approx 10$ эВ и плотностью плазмы n_e от 10^{10} см⁻³ до 10^{13} см⁻³ при отрицательном электрическом потенциале Ψ_0 электрода для больших значений параметра $|e\Psi_0/T_e| \gg 1$ предложена обобщенная формула, справедливая в широком диапазоне значений параметра $0 < |e\Psi_0/T_e| < 10^4$, при этом эта формула может работать при отрицательных значениях потенциала электрода до 10 кВ [1].

Хорошо известно, что электрическое поле, возникающее вблизи погруженного в плазму металлического электрода, играет существенную роль в развитии многих явлений, определяющих характер взаимодействия заряженных частиц плазмы с поверхностью металлов [2, 3]. Особенно это взаимодействие важно при возникновении сильных электрических полей, при этом на поверхности металлического электрода в плазме, газе и в вакууме могут развиваться такие процессы как автоэлектронная эмиссия и взрывная электронная эмиссия [4, 5]. В вакуумном дуговом разряде на металле [6] электрическое поле играет существенную роль в формировании эмиссии электронов из катодных пятен, в установлении баланса токов в плазме катодного пятна, а также определяет процессы разогрева, плавления и испарения металла в катодных пятнах [7]. В тлеющем разряде электрическое поле на катоде определяет явление ионно-электронной эмиссии с его поверхности [3]. Сильное электрическое поле на поверхности погруженного в разреженный газ и плазму электрода инициирует такие явления, как искровой, стримерный, дуговой и микроплазменный разряды [8, 9]. В ряде случаев

установлено, что наличие на поверхности металла естественных или нанесенных диэлектрических пленок, а также диэлектрических микровключений, существенно влияет на величину сильного электрического поля, возникающего на поверхности металла в плазме [10 – 12]. При этом возбуждаемые сильными электрическими полями явления приводят к изменению структуры и свойств приповерхностных слоев металлов, которые могут найти применение как в различных отраслях промышленности, так и в медицине [13 - 15]. Для практических приложений важно разработать методы модифицирования с помощью плазмы приповерхностного слоя металлов для формирования полезных свойств обрабатываемых металлических изделий [15, 17, 18], а также для предотвращения многих нежелательных явлений эрозии металлов, включая разрушения стенок термоядерных установок [19-21].

Цель данного раздела состоит в получении обобщенной физической формулы для расчета электрического поля, возникающего на поверхности металлического электрода, погруженного в полностью ионизованную плазму с электронной температурой $T_e \sim 10$ эВ и находящегося как при малых, так и при больших значениях отрицательного потенциала Ψ_0 в интервале значений от $0 < \Psi_0 < 10$ кВ, что соответствует значениям безразмерного параметра $e\Psi_0/T_e$ в интервале от 0 до 10^3 (здесь и далее символ e – это величина заряда электрона или однозарядного иона в плазме). При этом в расчетах будем считать, что на поверхности электрода отсутствуют диэлектрические пленки и микровключения, что будет рассмотрено в отдельной публикации.

6.1 Электрическое поле в плазме вблизи металлического электрода при

$$|e\Psi_0/T_e \ll 1$$

В классической литературе [22–24] приводятся расчеты распределения электрического поля вблизи плоского электрода (при его отрицательном потенциале Ψ_0), погруженного в однородную полностью ионизованную плазму с электронной температурой T_e , которая существенно превышает ионную температуру T_i при значениях характерного параметра $\frac{e\Psi_0}{T_e} \ll 1$. В условиях одномерного приближения вблизи погруженного в плазму электрода пространственные распределения потенциала $\Psi(x)$, электрического поля $E(x)$ и плотности электронов $n_e(x)$ и ионов $n_i(x)$ плазмы удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} E(x) &= -\frac{d\Psi(x)}{dx}; & \operatorname{div}E(x) &= 4\pi\rho(x); \\ \operatorname{div}\left[-\frac{d\Psi(x)}{dx}\right] &= -\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = 4\pi\rho(x) = 4\pi e[n_i(x) - n_e(x)] & (6.1), \\ \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} &= -4\pi e[n_i(x) - n_e(x)] \end{aligned}$$

где $\rho = e[n_i(x) - n_e(x)]$ – плотность uncompensated зарядов в слое плазмы вблизи электрода. Уравнение (1) – это известное уравнение Пуассона для пространственного распределения электрического потенциала вблизи электрода в плазме. Вдали от электрода в невозмущенной плазме, где плотности ионов и электронов равны $n_i(x \rightarrow \infty) = n_e(x \rightarrow \infty) = n_0$, величина потенциала принимается равной нулю $\Psi(x \rightarrow \infty) = 0$. Далее под $\Psi(x)$ будем понимать его абсолютное значение, а отрицательный знак потенциала будем учитывать непосредственно в уравнениях и в их решениях. В потенциальном электрическом поле вблизи электрода электроны плазмы распределяются по закону Больцмана:

$$n_e(\Psi) = n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right) \quad (6.2)$$

При отрицательном потенциале электрода Ψ_0 ионы должны ускоряться из плазмы к электроду, но при $\frac{e\Psi_0}{T_e} \ll 1$ это ускорение весьма мало, поэтому пространственное распределение плотности ионов вблизи электрода можно считать однородным. При этом плотность ионов n_i в слое вблизи электрода равна плотности в невозмущенной плазме $n_i(0 \leq x \leq \infty) \approx n_0$. Уравнение (6.1) с учетом (6.2) преобразуется к виду:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi n_0 e \left[1 - \exp\left(-\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right) \right] \quad (6.3).$$

В правой части (6.3) при $\frac{e\Psi}{T_e} \ll 1$ экспонента раскладывается в ряд: $\exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right) \approx 1 - \frac{e\Psi}{T_e}$. Учитывая это, далее выполняются следующие преобразования:

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi(x)}{dx} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} &= -4\pi n e^2 \frac{\Psi(x)}{T_e} \frac{d\Psi(x)}{dx}; \\ \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left[\frac{d\Psi(x)}{dx} \right]^2 &= -4\pi n e^2 \frac{\Psi(x)}{T_e} \frac{d\Psi(x)}{dx} \end{aligned} \quad (6.4)$$

После интегрирования уравнения (6.4) по координате x с учетом граничных условий $\Psi(x \rightarrow \infty) = 0$ получаем уравнение для расчета пространственного распределения потенциала $\Psi(x)$ вблизи электрода:

$$\frac{d\Psi(x)}{dx} = -\sqrt{\frac{4\pi n e^2}{T_e}} \Psi(x) = -\frac{\Psi(x)}{r_D} \quad (6.5),$$

где $r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n e^2}}$ – классическая дебаевская длина. Решение уравнения (6.5)

дает выражения для экранирования в плазме потенциала $\Psi(x)$ и формулу для «классического» электрического поля E_{cl} на поверхности электрода при

$$\frac{e\Psi_0}{T_e} \ll 1:$$

$$\begin{aligned}
 \Psi(x) &= \Psi_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right); \\
 E(x) &= -\text{grad}\Psi(x) = \frac{\Psi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right); \\
 r_D &= \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n e^2}} \\
 E(x=0) &= E_{cl} = \frac{\Psi_0}{r_D};
 \end{aligned}
 \tag{6.6}$$

В лабораторных экспериментах [9–11, 18] на электроды в плазме часто подаются достаточно большие отрицательные потенциалы, для которых величина $e\Psi_0$ существенно превышает температуру электронов $|e\Psi_0/T_e \gg 1$. В этом случае пространственные распределения потенциала и электрического поля вблизи электрода будут сильно отличаться от классических значений (6), полученных при $|e\Psi_0/T_e \ll 1$. Поскольку характерные значения дебаевской длины для лабораторной плазмы с плотностью 10^{10}см^{-3} – 10^{13}см^{-3} при электронной температуре 1–10 эВ лежат в интервале (235 – 7.4) мкм (таблица 5.1 в разделе 5, таблица 6.1), то в лабораторных экспериментах при характерных размерах электрода и кривизне его поверхности, существенно превышающих дебаевскую длину, все уравнения и выражения для плоского случая (1) – (6) будут справедливы и в нашем случае.

6.2 Электрическое поле на поверхности электрода в плазме при

$$|e\Psi_0/T_e \gg 1$$

Далее рассматривается металлический электрод, погруженный в бесстолкновительную полностью ионизованную однородную плазму с плотностью 10^{10}см^{-3} – 10^{13}см^{-3} и электронной температурой около 10 эВ. Электрод находится под отрицательным электрическим потенциалом от 100 В до 10 кВ, что в отличие от классического случая соответствует величине

параметра $e\psi_0/T_e \gg 1$. Далее мы ограничимся рассмотрением максимальных значений потенциала $\psi_0 < 10$ кВ, так как при этом условии ион–электронную эмиссию с поверхности электрода можно не учитывать [19]. В расчетах мы также не будем учитывать десорбцию газов с поверхности электрода, а также роль оксидных пленок и диэлектрических микровключений на поверхности электрода, т.к. подобные рассмотрения заслуживают отдельной работы.

При $|e\psi|/T_e \gg 1$ отрицательный потенциал электрода в плазме вызывает отталкивание значительной части электронной компоненты плазмы из области вблизи электрода, в то время как его действие на ионы приводит к их ускорению к электроду. Это приведет к образованию слоя разделения зарядов вблизи поверхности электрода, при этом плотность ионов $n_i(\psi)$ и их скорость $V_i(\psi)$ будут изменяться по мере их движения из невозмущенной плазмы к поверхности электрода, подчиняясь закону непрерывности потока ионов:

$$n_i(\psi)V_i(\psi) = n_{i0}V_{i0} \quad (6.7),$$

где n_{i0} и V_{i0} – соответственно плотность и скорость ионов на границе слоя разделения зарядов. В соответствии с критерием Бома [25] величина ионного потока $n_{i0}V_{i0}$ из невозмущенной плазмы с плотностью n_0 на границе входа в слой равна:

$$n_{i0}V_{i0} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \quad (6.8),$$

где скорость ионов массой M_i при входе в слой равна $V_{i0} = (T_e/M_i)^{1/2}$. При $e\psi_0/T_e \gg 1$ положительно заряженные ионы в слое ускорятся из невозмущенной плазмы к электроду в потенциальном поле, и приобретают такую энергию, что их скорость $V_i(\psi)$ определяется законом сохранения энергии:

$$\frac{M_i v_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{M_i v_{i0}^2}{2} = e\Psi + \frac{M_i}{2} \left[\sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \right]^2 = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi \quad (6.9).$$

Из (6.9) получаем выражения для скорости ионов и их плотности в зависимости от $\Psi(x)$:

$$v_i(\Psi) \approx \sqrt{\frac{2e\Psi(x)}{M_i}}; \quad n_i(\Psi) = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \quad (6.10).$$

В электрическом поле электрода электроны распределяются по закону Больцмана:

$$n_e(\varepsilon_e) = n_0 \exp\left[-\frac{\varepsilon_e}{T_e}\right]; \quad \varepsilon_e = (-e)(-\Psi) = e\Psi; \quad n_e(\Psi) = n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \quad (6.11).$$

Учитывая (6.10) и (6.11), получаем уравнение Пуассона для случая $e\Psi_0/T_e \gg 1$ в следующем виде:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e \left\{ n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} - n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi(x)}{T_e}\right] \right\} \quad (6.12).$$

При $e\Psi_0/T_e \gg 1$ в правой части (12) можно пренебречь вторым экспоненциально малым членом по сравнению с первым членом, и тогда получаем упрощенное уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \quad (6.13).$$

Решение уравнения (6.13) для расчета электрического поля непосредственной на поверхности электрода в плазме имеет вид:

$$\left[\frac{d\Psi}{dx}(x=0) \right]^2 = E^2(\Psi_0) = 8\pi e n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \int_{\Psi_0}^0 \Psi^{-\frac{1}{2}} d\Psi = 16\pi e n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \Psi_0^{\frac{1}{2}} \quad (6.14)$$

Из (14) получаем аналитическое асимптотическое выражение для электрического поля $E(\Psi_0)$ при $e\Psi_0/T_e \gg 1$ на поверхности электрода в плазме при отрицательном потенциале $\Psi(x=0)=\Psi_0$ [25]:

$$E(\Psi_0) = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}} = \frac{\Psi_0}{L}; \quad L = r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4} \quad (6.15),$$

где L – модифицированная дебаевская длина в плазме вблизи электрода при $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Отметим, что классическая формула (6.6) также является асимптотическим выражением, но при значениях параметра $e\Psi_0/T_e \ll 1$. Для плазмы с плотностью $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой $T_e = 10 \text{ эВ}$ при $\Psi_0 = 10 \text{ кВ}$ расчет по классической формуле (6.6) дает значение электрического поля на поверхности электрода в плазме 425 кВ/см , а по модифицированной формуле (6.15) электрическое поле на поверхности электрода составляет всего около 2.3 кВ/см . При $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ величины полей также значительно различаются при расчётах по классической формуле (6.6) и по модифицированной формуле (15): 13.5 МВ/см (6) и 75 кВ/см (15).

Есть основания полагать, что в промежуточной области значений параметра $e\Psi_0/T_e \sim 1$ между асимптотическими решениями (6.6) и (6.15) отсутствуют локальные максимумы или минимумы, поэтому можно предложить объединение этих асимптотических решений в виде единой плавной функции (формулы), для расчета электрического поля на поверхности электрода в широком интервале изменения значений параметра $e\Psi_0/T_e$.

Мы рассмотрим два варианта обобщенной простой формулы для расчета электрического поля на поверхности электрода в плазме в широком интервале значений параметра $0 < e\Psi_0/T_e < 10^3$.

Вариант 1 представлен в виде:

$$E(\Psi_0) \approx \frac{\Psi_0}{L^*}; \quad L^* = r_D \left[1 + \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4} \right] \quad (6.16).$$

Вариант 2 имеет вид:

$$E(\Psi_0) \approx \frac{\Psi_0}{L^{**}}; \quad L^{**} = r_D \left[1 + \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right) \right]^{3/4} \quad (6.17).$$

Формулы (6.16) и (6.17) в асимптотическом пределе при малых значениях параметра $e\Psi_0/T_e \ll 1$ совпадают с классической формулой (6), а при $e\Psi_0/T_e \gg 1$ формулы (6.16) и (6.17) переходят в полученную нами асимптотическую формулу (6.15). Для того, чтобы определить, какая из формул (6.16) и (6.17) лучше согласуется с асимптотическими выражениями, рассчитаем значения параметров r_D , L , L^* и L^{**} по асимптотическим формулам (6.6), (6.15) и обобщённым формулам (6.16), (6.17) для нескольких значений плотности n_e плазмы при электронной температуре $T_e = 10$ эВ, а также для нескольких значений потенциала электрода в промежуточной области значений параметра $0.5 \leq e\Psi_0/T_e \leq 3$, которую не описывают асимптотические формулы (6.6) и (6.15). Результаты расчетов представлены в Таблице 6.1.

Таблица 6.1. Расчетные значения длин Дебая r_D по классической формуле (6), модифицированных длин Дебая L , L^* , L^{**} при расчете значений L – по формуле (15), L^* – по формуле (16) и L^{**} – по формуле (17) для нескольких значений плотности n_e плазмы (от 10^{10} см⁻³ до 10^{13} см⁻³) при электронной температуре $T_e = 10$ эВ для отрицательных потенциалов электрода в интервале значений параметра $0.5 \leq e\Psi_0/T_e \leq 3$

n_e , см ⁻³	T_e , эВ	Ψ_0 , В	$e\Psi_0/T_e$	r_D , мкм (6)	L , мкм (15)	L^* , мкм (16)	L^{**} , мкм (17)
10^{10}	10	5	0.5	235	83	318	277
10^{10}	10	10	1	235	140	375	318
10^{10}	10	30	3	235	318	553	467
10^{13}	10	5	0.5	7.4	2.6	10.0	8.7
10^{13}	10	10	1	7.4	4.4	11.8	10.0
10^{13}	10	30	3	7.4	10.0	17.4	14.7

Из приведенных в Таблице 6.1 данных следует, что при значении параметра $e\Psi_0/T_e=0.5$ необходимо выбирать тот вариант из сконструированных формул (6.16) и (6.17), который дает значения модифицированной длины Дебая, наиболее близкие к классическому радиусу Дебая r_D , которая получена при $e\Psi_0/T_e \ll 1$. Этому требованию лучше соответствует формула (6.17). При значениях параметра $e\Psi_0/T_e=3$ необходимо выбирать ту формулу, которая дает значения, наиболее близкие к модифицированной длине Дебая L , которая получена при $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Этому требованию также лучше соответствует формула (6.17). Этот выбор справедлив как для редкой плазмы с плотностью $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, так и для плотной плазмы при $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Также для значения параметра $e\Psi_0/T_e=1$ формула (17) дает значение L^{**} , которое ближе к асимптотической формуле для L , полученной при $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Результаты этого анализа представлены также в виде графиков на Рис.6.1.

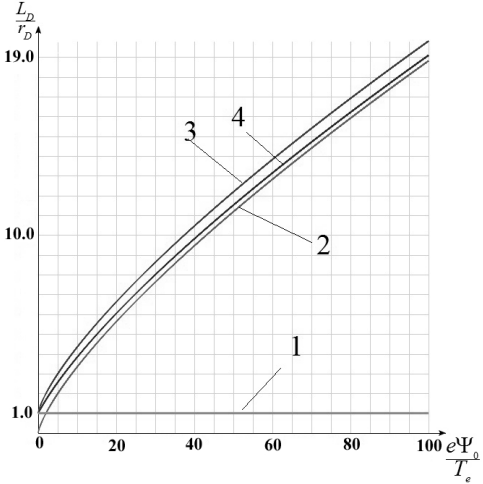


Рис.6.1 – Графики зависимости отношений классической и модифицированных длин Дебая $L_D = \{r_D, L, L^*, L^{**}\}$ к классической длине Дебая r_D : (1) – соответствует классической длине Дебая r_D (не зависит от параметра $e\Psi_0/T_e$);

(2) – расчет по формуле (6.15) $\frac{L}{r_D} = \left[\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right]^{3/4}$; (3) – расчет по формуле (6.16)

$$\frac{L^*}{r_D} = 1 + \left[\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right]^{3/4}; (4) – расчет по формуле (6.17) \frac{L^{**}}{r_D} = \left[1 + \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right]^{3/4}.$$

Из представленных графиков Рис.6.1 для классической и модифицированных длин Дебая видно, что график, построенный по формуле (6.17) наиболее приближен как к асимптотической формуле (6.15), полученной при $e\Psi_0/T_e \gg 1$, так и к классической формуле длины Дебая (6.6), полученной при $e\Psi_0/T_e \ll 1$.

Рассмотрим логарифм нормированного электрического поля E_0 в зависимости от величины приложенного к электроду потенциала. Прежде всего, представляет интерес область промежуточных значений параметра $0.5 \leq e\Psi_0/T_e \leq 3$. Эти расчеты представлены на Рис. 6.2.

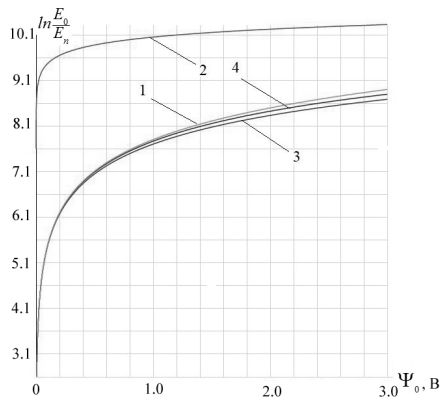


Рис. 6.2 – Графики нормированного электрического поля $\frac{E_0}{E_n}$ на электроде в зависимости от потенциала электрода Ψ_0 (В) в интервале $0 < \Psi_0 < 3$ В. По вертикальной оси - логарифм электрического поля E_0 нормированного $E_n = 1$ В/см. Расчет плотность плазмы $n_e = 10^{13}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ. (1) – классическая формула (6.6) $E_0 = E_{cl} = \frac{\Psi_0}{r_D}$; (2) – асимптотическая формула

(6.15) $E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}}$, (3) – формула (6.16) $E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}\right]}$; (4) –

обобщенная формула (6.17) $E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \frac{e\Psi_0}{2T_e}\right]^{3/4}}$.

Из графиков Рис.6.2 видно, что классическая формула расчета электрического поля на поверхности электрода (6.6) практически совпадает с модифицированными формулами (6.16) и (6.17), при этом асимптотическая формула (6.15) существенно завышает значения поля, что также естественно, т.к. эта формула (6.15) справедлива только для случая $e\Psi_0/T_e \gg 1$. На Рис. 6.3 представлены графики расчетной величины электрического поля на поверхности электрода в зависимости от значений электрического потенциала Ψ_0 электрода в интервале значений $0 \leq \Psi_0 \leq 100$ В, построенные при значении плотности плазмы $n_e = 10^{13}$ см⁻³ и для электронной температуры $T_e = 10$ эВ.

Из Рис.6.3 видно, что при значениях потенциала более 80 В, что в нашем случае соответствует значениям параметра $e\Psi_0/T_e > 8$, величины электрических полей, рассчитанных по модифицированным формулам (6.15), (6.16) и (6.17) сближаются, что естественно, т.к. все эти формулы построены на основе асимптотического выражения (6.15), справедливого при $e\Psi_0/T_e \gg 1$. При этом величина электрического поля, рассчитанная по классической формуле (6.6), значительно завышена, так как получена при значениях параметра $e\Psi_0/T_e \ll 1$ и не учитывает значительного увеличения размера области разделения зарядов в плазме вблизи поверхности электрода при больших значениях потенциала (см. Рис. 6.1).

Графики Рис. 6.2 и Рис. 6.3 демонстрируют, что наилучшей в нашем рассмотрении является формула (6.17), которая позволяет рассчитывать электрическое поле на поверхности электрода в плазме так, что практически совпадает с классической формулой (6.6) при $e\Psi_0/T_e \ll 1$, и с асимптотической формулой (6.15), справедливой при больших значениях параметра $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Данные, приведенные на Рис.6.2 и Рис.6.3 согласуются также с данными Таблицы 6.1.

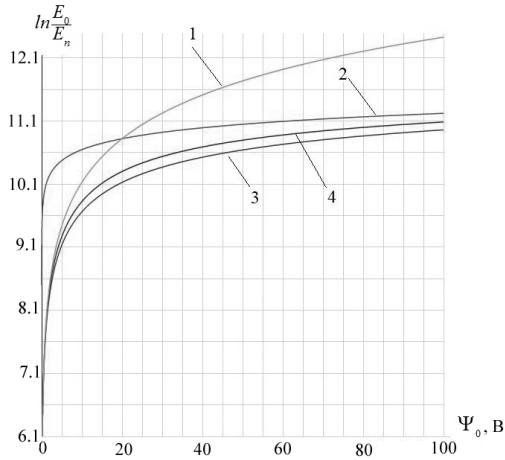


Рис.6.3 – Графики нормированного электрического поля $\frac{E_0}{E_n}$ на поверхности

погруженного в плазму электрода в зависимости от величины электрического потенциала электрода Ψ_0 (В) в интервале $0 < \Psi_0 < 100$ В. По вертикальной оси - значения натурального логарифма электрического поля E_0 , нормированного на величину $E_n = 1$ В/см. Плотность плазмы $n_e = 10^{13}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ. (1) – классическая формула (6.6) $E_0 = E_{cl} = \frac{\Psi_0}{r_D}$; (2) – асимптотическая формула

$$(6.15) \quad E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}}, \quad (3) \quad \text{– формула (6.16) } E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4} \right]}; \quad (4) \quad \text{–}$$

обобщенная формула (6.17) $E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right]^{3/4}}.$

На Рис. 6.4 и Рис. 6.5 представлены расчеты нормированных величин электрического поля на поверхности электрода при потенциалах 1000 В и 10000 В, соответственно.

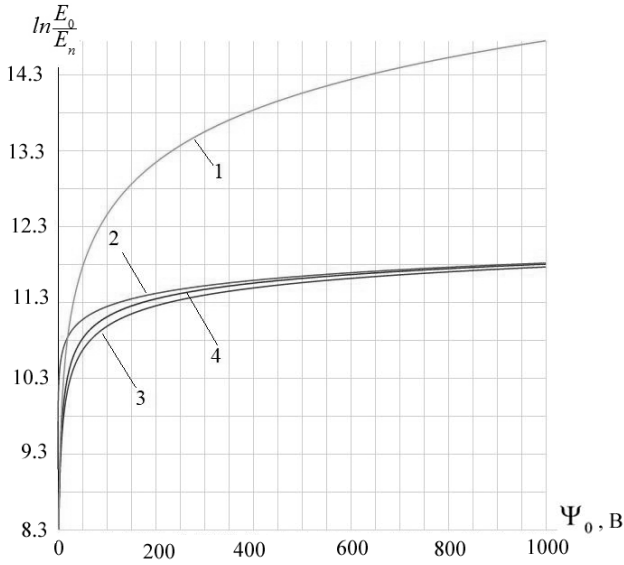


Рис.6.4 – Графики нормированного электрического поля $\frac{E_0}{E_n}$ на поверхности погруженного в плазму электрода в зависимости от величины электрического потенциала электрода Ψ_0 в Вольтах в интервале значений $0 < \Psi_0 < 1000$ В. По вертикальной оси отложены значения натурального логарифма электрического поля E_0 , нормированного на величину $E_n = 1$ В/см. Расчет выполнялся при значении плотности плазмы $n_e = 10^{13}$ см⁻³ и при электронной температуре $T_e = 10$ эВ. (1) – расчет поля по классической формуле (6.6) $E_0 = E_{cl} = \frac{\Psi_0}{r_D}$; (2) – расчет поля по асимптотической формуле (6.15) $E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D (e \frac{\Psi_0}{2T_e})^{3/4}}$, (3) – расчет

поля по формуле (6.16) $E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \left(\frac{e \Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4} \right]}$; (4) – расчет поля по обобщенной

формуле (6.17) $E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \frac{e \Psi_0}{2T_e} \right]^{3/4}}$.

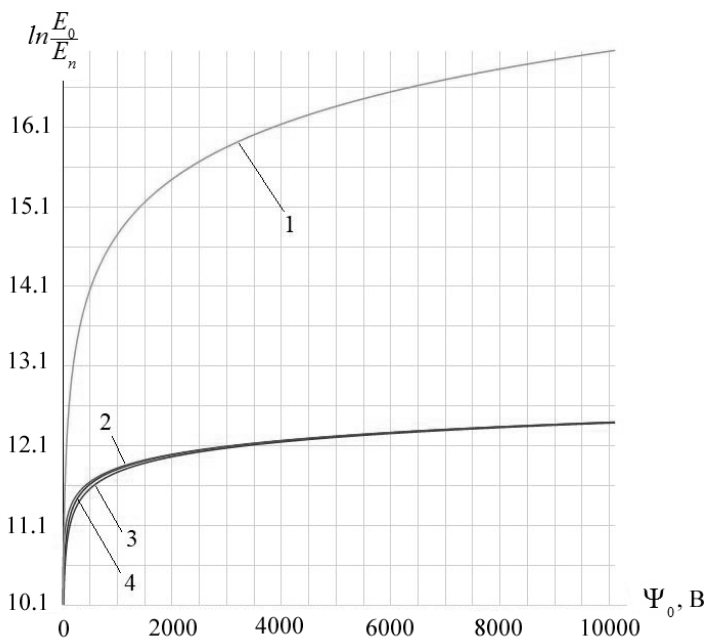


Рис.6.5 – Графики нормированного электрического поля $\frac{E_0}{E_n}$ на поверхности погруженного в плазму электрода в зависимости от величины электрического потенциала электрода Ψ_0 в Вольтах в интервале значений $0 < \Psi_0 < 10000$ В. По вертикальной оси отложены значения натурального логарифма электрического поля E_0 , нормированного на величину $E_n = 1$ В/см. Плотность плазмы $n_e = 10^{13}$ см⁻³, электронная температура $T_e = 10$ эВ. (1) – расчет поля по классической формуле (6.6) $E_0 = E_{cl} = \frac{\Psi_0}{r_D}$; (2) – расчет поля по асимптотической формуле

$$(6.15) E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}}, \quad (3) \text{-- расчет поля по формуле (6.16) } E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4} \right]};$$

$$(4) \text{ – расчет поля по обобщенной формуле (6.17) } E_0 \approx \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right]^{3/4}}.$$

Эти расчеты, представленные в виде графиков на Рис.6.4 и Рис.6.5, показывают, что обе формулы (6.16) и (6.17) дают весьма близкие значения поля, однако формула (6.17) ближе располагается к графику, определяемому

асимптотической формулой (6.15), которая непосредственно получена из уравнения Пуассона, и при этих значения потенциал является асимптотически точной.

Таким образом, на основе расчета и анализа сконструирована аналитическая обобщенная формула для расчета модифицированной длины Дебая L_{MD} и значений электрического поля $E_0 \equiv E(\Psi_0)$ на поверхности погруженного в плазму электрода для значений потенциала электрода от 1 В до 10^4 В, т.е. в широком интервале значений безразмерного параметра $0 < e\Psi_0/T_e < 10^3$:

$$E_0 \equiv E(\Psi_0) \approx \frac{\Psi_0}{L_{MD}}; \quad L_{MD} = r_D \left[1 + \frac{|e\Psi_0|}{2T_e} \right]^{3/4} \quad (6.18).$$

6.3 Заключение

Предложена обобщенная аналитическая формула (6.18) для расчета электрического поля на поверхности электрода E_0 и модифицированной длины Дебая L_{MD} в плазме с плотностью от 10^{10} см^{-3} до 10^{13} см^{-3} и температурой T_e около 10 эВ в диапазоне значений безразмерного параметра $0 < e\Psi_0/T_e < 10^3$:

$$E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D \left[1 + \frac{|e\Psi_0|}{2T_e} \right]^{3/4}} \approx \frac{\Psi_0}{L_{MD}}; \quad L_{MD} = r_D \left[1 + \frac{|e\Psi_0|}{2T_e} \right]^{3/4}$$

Отличие полученной обобщенной аналитической формулы (6.18) для электрического поля E_0 от классической формулы (6) $E_{cl} = \frac{\Psi_0}{r_D}$ обусловлено значительным увеличением размера модифицированного дебаевского слоя L_{MD} с разделением зарядов плазмы вблизи поверхности электрода по сравнению с классическим выражением $r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n e^2}}$ при увеличении значения отрицательного потенциала электрода Ψ_0 . Действительно, при значениях параметра $e\Psi_0/T_e \gg 1$ толщина слоя L_{MD} увеличивается по сравнению с классической длиной Дебая r_D пропорционально выражению $[e\Psi_0/2T_e]^{3/4}$, и при

изменении потенциала от 10 В до 10 кВ размер модифицированного слоя плазмы вблизи электрода L_{MD} возрастает почти в 100 раз по сравнению с классической длиной Дебая r_D . Вследствие этого величина электрического поля E_0 на поверхности погруженного в плазму электрода с ростом потенциала увеличивается значительно слабее $E_0 \propto (\Psi_0)^{1/4}$, что на два порядка меньше по сравнению с расчетом по классической формуле (6.6), которая справедлива только при $e\Psi_0/T_e \ll 1$.

Литература к разделу 6

1. Иванов В.А., Коньжев М.Е., Камолова Т.И., Дорофеев А.А. Обобщенная формула для расчета электрического поля на поверхности электрода в плазме // Прикладная физика, 2023, №5. С. 5-14. DOI: 10.51368/1996-0948-2023-5-5-14
2. Yu. P. Raiser. Gas Discharge Physics. Springer, Berlin, New York, 1997
3. Von Engel A. Ionized Gases, Oxford, Clarendon Press, 1955. 281 p.
4. Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. Новосибирск: Наука, 1982. 255 с.
5. Mesyats G. A., Proskurovsky D. I. Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. Berlin: Springer Verlag, 1989. 293 p.
6. S.S. Mackeown The Cathode Drop in an Electric Arc // Phys. Rev. **34**, 611 – Published 15 August 1929.
7. Vacuum Arcs: Theory and Application, Ed. by J. M. Lafferty. New York: Wiley, 1980
8. О.Д. Лозанский, О.Б. Фирсов Теория искры. Москва: Атомиздат, 1975. 272 с.
9. Ivanov V.A., Sakharov A.S., and Konyzhev M. E. Initiation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film Deposited on a Metal Surface // ISSN 1063-780X, Plasma Physics Reports, 2008, Vol. 34, No. 2, pp. 150–161.
10. Ivanov V.A., Sakharov A.S., and Konyzhev M. E. Formation of a Strong Electric Field Resulting in the Excitation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film on a Metal in a Plasma Flow // Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 6, pp. 619–632.

11. Ivanov V.A., Konyzhev M.E., Dorofeyuk A.A. and Kamolova T.I. Structure of microplasma discharge on titanium surface covered with thin dielectric film // *Journal of Physics: Conference Series*, **1647** (2020), 012018. DOI:10.1088/1742-6596/1647/1/012018 (IOP Publishing)
12. Ivanov V.A., Konyzhev M.E., Kuksenova L.I., Lapteva V.G., Sakharov A.S., Kamolova T.I., Dorofeyuk A.A., and Satunin S.N. Strong Localized Interaction of Microplasma Discharges with Titanium // *Plasma Physics Reports*, 2010, Vol. 36, No. 13, pp.1241-1246.
13. Kuksenova L.I., Lapteva V.G., Ivanov V.A., Konyzhev M.E. The effect of microplasma treatment on the properties of the near-surface layer of structural alloy samples // *Friction and lubrication in machines and mechanisms*. No. 5. 2009. pp. 10-16
14. Ivanov V.A., Konyzhev M.E., Kuksenova L.I., Lapteva V.G., Khrennikova I.A. The effect of microplasma treatment on the structure, microgeometry of the surface and tribotechnical characteristics of structural alloys // *Friction and wear*, 2009. Volume 30, No. 4. pp.396-404.
15. Димитрович Д.А., Бычков А.И., Иванов В.А. Влияние физических методов обработки поверхности титана на рост колоний клеток костной биологической ткани // *Прикладная физика*, №2, 2009. С.35-43.
16. Ivanov V.A., Konyzhev M.E., Kuksenova L.I., Lapteva V.G., and Khrennikova I. A. Strengthening Surface Layers of Samples Made of Steel 45 Using Microplasma Treatment // *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*, 2015, Vol. 44, No. 4, pp. 384–388.
16. Ivanov V.A., Sakharov A.S., Konyzhev M.E., Kamolova T.I., Dorofeyuk A.A., and L I Kuksenova Microplasma discharges exited by a plasma flow on constructional metals // *Journal of Physics: Conf. Series* 907 (2017) 012023 doi :10.1088/1742-6596/907/1/012023
- 17 V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, T. I. Kamolova, and A. A. Dorofeyuk Propagation of Microplasma Discharge over Titanium Surface Covered with Thin

- Dielectric Film // ISSN 1063-780X, Plasma Physics Reports, 2021, Vol. 47, No. 6, pp. 603–610. © Pleiades Publishing, Ltd., 2021. DOI: 10.1134/S1063780X21060076
18. Gabovich M.D., Pleshivtsev N.V., and Semashko N.N. Ion and Atomic Beams for Controlled Fusion and Technology. Translated from Russian by D.H. McNeill. New York and London: Consultants Bureau, 1988. 326 p.
 19. ITER Documentation Series. No 29. IV. Plasma Facing Materials. Vienna: IAEA. 1991. Pp.247-266.
 20. Behrich R. And Ehremberg J. Plasma induced surface modifications at the first wall components of high temperature plasma experiments. Journal of Nuclear Materials. 1988. Vol. 155-157. Part 1. Pp.95-104.
 21. Bittencourt J. A. Fundamentals of Plasma Physics. Springer Science+Business Media, New York, 2004. 559 p. DOI 10.1007/978-1-4757-4030-1
 22. Plasma Diagnostics, Ed. by W. Lochte-Holtgreven, Kiel University (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1968).
 23. Plasma Diagnostic Techniques. Edited by Richard H. Huddleston and Stanley L. Leonard. Plasma Research Laboratory, Aerospace Corporation. Los Angeles, California. Academic Press. New York – London. 1965
 24. Bohm D. In book “The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields” (Chapter 3). Ed. A. Guthrie, R.K. Wakerling. New York, 1949
 25. V. A. Ivanov Electric Field on the Surface of a Metal Electrode Immersed in Plasma at a High Negative Potential // Plasma Physics Reports, 2023, Vol. 49, No. 2, pp. 284–289. DOI: 10.1134/S1063780X2260136524.

Раздел 7. Электрическое поле на поверхности металлического электрода с диэлектрической пленкой в плазме

В данном разделе представлен расчет электрического поля на поверхности металлического электрода, покрытого сплошной диэлектрической пленкой, и погруженного в плазму, при отрицательном потенциале электрода Ψ , когда параметр $e\Psi$ существенно превышает температуру T_e электронов – при значениях параметра $\frac{e\Psi}{T_e} \gg 1$. В результате зарядки внешней поверхности

пленки толщиной 10–1000 нм потоком положительных ионов из плазмы внутри пленки возникает сильное электрическое поле, величина которого может достигать значений 1–10 МВ/см при плотности плазмы 10^{12} – 10^{13} см⁻³ и температуре электронов $T_e = 10$ эВ. В разрывах диэлектрической пленки величина электрического поля соизмерима с величиной поля внутри пленки. При этом на поверхности диэлектрической пленки и на чистой поверхности металла без пленки величина электрического поля в плазме существенно меньше полей внутри пленки. Сильные электрические поля внутри пленки и в ее разрывах могут приводить к электрическому пробое внутри пленки или по ее поверхности в области разрыва. Электрический пробой диэлектрической пленки может инициировать униполярные дуги на металлах, возбуждать микроплазменные разряды и образовывать центры взрывной электронной эмиссии на поверхности металлов в плазме.

При воздействии плазмы на металлы существенную роль в характере взаимодействия могут играть не только диэлектрические пленки, но и микровключения на поверхности металлов. Наличие диэлектрических пленок и микровключений становится важным в условиях, когда металл служит катодом при возбуждении различных типов разрядов. К явлениям, проявляющимся в сильных электрических полях на металлических электродах с диэлектрическими микровключениями и пленками, относятся автоэлектронная,

взрывная и ионно-электронная эмиссии с поверхности электродов в тлеющем разряде, а также многие процессы в искровом, стримерном, микроплазменном разрядах и в вакуумных дугах [1–9]. В ряде публикаций экспериментально установлено, что наличие на поверхности металла естественных или искусственно нанесенных диэлектрических пленок возбуждает микроплазменные разряды на поверхности металла, находящегося под отрицательным потенциалом в плазме [10–13]. При этом сильные электрические поля инициируют явления и процессы, приводящие сначала к электрическому пробое в объеме диэлектрической пленки или по срезу пленки в местах ее разрывов, затем к образованию плотной плазмы в результате протекания электрического тока, и далее, к инициированию микродугового разряда и катодных пятен на металле, локальному плавлению металла с изменением свойств приповерхностного слоя металла. Эти разнообразные процессы приводят к существенным морфологическим и структурным изменениям в приповерхностном слое металла [14–18]. Для практических приложений важно разработать методы и режимы плазменной обработки металлов для формирования новых физико-химических свойств модифицированного приповерхностного слоя металлических изделий, применяемых в промышленности и медицине [18]. В последнее время в связи с сооружением термоядерной установки в рамках международного проекта ИТЭР возникают задачи устойчивости к разрушениям взаимодействующих с горячей плазмой конструктивных элементов этой установки. Взаимодействие плазмы с элементами первой стенки установки ИТЭР может вызывать униполярные дуги, действие которых обусловлено воздействием достаточно мощных потоков заряженных частиц плазмы на металлические материалы первой стенки, частично или полностью покрытые диэлектрическими пленками [19–22]. Такие же проблемы могут иметь место и в плазменных двигателях космических аппаратов с мощными потоками плазмы, работа которых может нарушаться в результате возникновения микроплазменных разрядов на металлических деталях, частично покрытых диэлектрическими пленками, при

их взаимодействии с плазмой [23–25]. В этой связи расчет величин электрических полей на поверхности металлов с диэлектрическими пленками при взаимодействии с плазмой представляется важным как при рассмотрении некоторых теоретических вопросов физики плазмы, так и для ряда приложений.

Цель данного раздела состоит в представлении расчета электрических полей как внутри «объёма» сплошной диэлектрической пленки, расположенной на поверхности высокопотенциального отрицательного металлического электрода, так и в локальных областях возможных разрывов плёнки при взаимодействии с потоком внешней плазмы. Величина электрического поля, возникающего вследствие зарядки поверхности пленки потоком частиц из плазмы, является важным параметром для определения возможности электрического пробоя пленки и инициирования микроплазменного разряда, поддерживаемого током между заряженной поверхностью пленки и металлом. В разделе сначала рассматривается металлический электрод, покрытый сплошной диэлектрической пленкой толщиной менее 1 мкм, и помещенный в плазму с фиксированной плотностью и температурой электронов, существенно большей температуры ионов. Также оценивается электрическое поле в разрыве диэлектрической пленки, которое возникает между внешней поверхностью заряженной в плазме пленки и открытой поверхностью металла. Далее, полученные величины электрических полей внутри диэлектрической плёнки и в её разрывах сравниваются с электрическими полями на поверхности металла без плёнки и на внешней поверхности диэлектрической пленки при взаимодействии с плазмой. Диэлектрическую пленку, плотно прилегающую к поверхности металла, можно упрощенно представить как электрический конденсатор с утечкой электрического заряда, обусловленной конечной величиной электропроводности диэлектрика. Будем рассматривать одномерную геометрию задачи: безграничная плазма взаимодействует с металлическим электродом с нанесенной на его поверхность диэлектрической пленкой, которая расположена в области $x \leq 0$, при этом плазма будет занимать область пространства $x > 0$. Точка $x = 0$ соответствует внешней поверхности

диэлектрической пленки, обращенной к плазме. Полагаем, что толщина диэлектрической пленки d на металле существенно меньше классического дебаевского радиуса плазмы r_D :

$$d \ll r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_0 e^2}} \approx \frac{V_{T_e}}{\omega_{pe}}, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}, \quad V_{T_e} \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \quad (7.1)$$

где T_e – электронная температура плазмы, n_0 – плотность невозмущенной плазмы вдали от металла с пленкой, e – заряд электрона, V_{T_e} – тепловая скорость электронов, m_e – масса электрона, ω_{pe} – ленгмюровская электронная частота. При расчетах будем учитывать толщину d диэлектрической пленки на металле, так как поверхность пленки, «объём» пленки и поверхность металла вместе представляют собою электрический конденсатор с определенной электрической емкостью, величина которой будет определять динамику заряжения внешней поверхности пленки потоками частиц из плазмы, и, следовательно, изменение электрического поля внутри пленки (рис. 7.1).

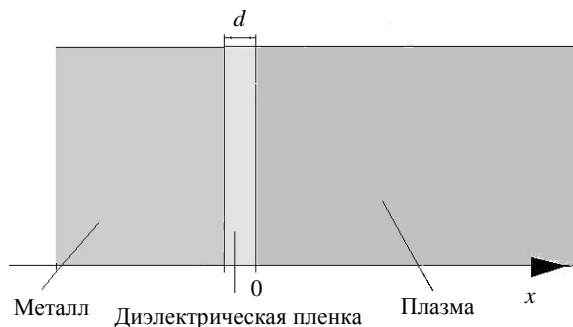


Рис. 7.1 Схема расположения металла, диэлектрической пленки и плазмы в направлении нормали (ось Ox) к поверхности металла и пленки, d – толщина диэлектрической пленки

Потенциал плазмы вдали от металла с пленкой принимаем за нулевой, что является общепринятым соглашением в физике плазмы, так как любое тело, помещенное в плазму, вносит возмущение в области, характерный размер

которой, как правило, соизмерим с дебаевским радиусом или даже существенно превышает его [26–28]. Рассматриваем для простоты плазму, которая состоит только из электронов и ионов водорода, электрический заряд которых равен по абсолютной величине заряду e электрона. Будем считать, что отрицательный электрический потенциал металла величиной Ψ по отношению к потенциалу плазмы задается внешним источником отрицательного напряжения, при этом положительный электрод источника напряжения располагается в плазме на бесконечно большом по сравнению с дебаевским радиусом расстоянии от металла с пленкой. В экспериментах [12, 29, 30], как правило, положительный электрод присоединяется к металлической вакуумной камере, стенки которой имеют существенно бóльшую площадь по сравнению с площадью отрицательного электрода в плазме. При этом средняя плотность тока из плазмы на стенки вакуумной камеры мала или близка к нулевому значению в силу очень большой их площади. Это соответствует условию формирования на стенках вакуумной камеры плавающего потенциала Ψ_f , величина которого по отношению к нулевому потенциалу в невозмущенной плазме определяется формулой [30]:

$$\Psi_f \approx \frac{T_e}{e} \ln \sqrt{\frac{M_i}{2\pi m_e}}, \quad (7.2)$$

где M_i – масса ионов плазмы.

Будем далее полагать, что значение потенциала внешней поверхности плёнки на металле равно Ψ , и по абсолютной величине достаточно большое по сравнению с температурой электронов $e\Psi \gg T_e$, при этом электронная температура существенно превышает температуру ионов $T_e \gg T_i$. Такое соотношение температур электронов и ионов наиболее часто реализуется в плазме лабораторных установок и в технологических плазменных устройствах. Далее будем рассматривать условия, когда соотношение между потенциалом

металла и электронной температурой плазмы $\frac{e\Psi}{T_e} \gg 1$, и, как правило, составляет величины от 10 до 10^3 , которые характерны для многих экспериментальных задач, имеющих практические приложения [14, 15, 20, 21].

В отсутствие плазмы при постоянном отрицательном потенциале металла внешняя поверхность диэлектрической пленки на металле достаточно быстро примет потенциал, равный отрицательному потенциалу металла. Однако при возникновении плазмы, контактирующей с внешней поверхностью диэлектрической пленки, в плазменном слое вблизи поверхности диэлектрической пленки в условиях $e\Psi \gg T_e$ будут происходить быстрые существенные изменения с характерным временем порядка ω_{pe}^{-1} [2], и плотность электронов вблизи поверхности пленки в плазме будет определяться законом Больцмана:

$$n_s = n_0 \exp\left(-\frac{e\Psi}{T_e}\right), \quad (7.3)$$

здесь n_0 – плотность электронов невозмущенной плазмы вдали от поверхности пленки, n_s – плотность электронов плазмы вблизи поверхности пленки.

Учитывая, что соотношение $\frac{e\Psi}{T_e} \gg 1$ может быть велико (от 10 до 10^3),

величина плотности электронов n_s вблизи поверхности пленки будет весьма мала по сравнению с плотностью электронов в невозмущенной плазме n_0 . Как видно из выражения (7.3) в силу кулоновского отталкивания из-за отрицательного потенциала металла плотность электронов у внешней поверхности плёнки экспоненциально мала. В то же время под действием ускоряющего электрического поля, создаваемого отрицательно заряженной поверхностью металла с пленкой, положительно заряженные ионы из плазмы начнут ускоренное движение к поверхности пленки, при этом установление

пространственного распределения ионов вблизи электрода произойдет за время, существенно большее, по сравнению с характерным временем движения электронов ω_{pe}^{-1} [2].

Таким образом, вблизи поверхности металла, покрытого диэлектрической пленкой, будет формироваться слой с разделением зарядов, в котором равенство плотностей электронов и ионов будет нарушено. По мере движения положительных ионов из плазмы к пленке они будут набирать энергию в потенциальном поле металла с пленкой, их скорость будет увеличиваться, и при условии сохранения потока ионов в пространстве между плазмой и металлом с пленкой их плотность по мере приближения к поверхности пленки будет уменьшаться. Опираясь на закон сохранения потока ионов в пространстве возмущенного слоя при движении ионов из невозмущенной плазмы к поверхности пленки, можно утверждать, что будет справедливо следующее соотношение:

$$n_i(\Psi)V_i(\Psi) = n_0V_{i0}, \quad (7.4)$$

где n_0 и V_{i0} – плотность и скорость ионов на входе в слой с некомпенсированными зарядами. В соответствии с критерием Бома [32], величина скорости ионного потока из невозмущенной плазмы на границе входа в слой с разделением зарядов, равна величине $V_{i0} = (T_e/M_i)^{1/2}$, поэтому из соотношения (4) получаем:

$$n_{i0}V_{i0} = n_0\sqrt{\frac{T_e}{M_i}}. \quad (7.5)$$

Поскольку мы рассматриваем случай, когда отрицательный потенциал металла с пленкой по величине достаточно большой $|e\Psi/T_e \gg 1$, то положительно заряженные ионы, при движении из невозмущенной плазмы к дебаевскому слою, должны ускориться сначала в предслое, а затем в потенциальном электрическом поле при своем движении к электроду уже в слое с некомпенсированными зарядами. При этом размер слоя при

$|e\Psi/T_e \gg 1$ может существенно превышать классический дебаевский радиус r_D [27].

Скорость ионов в каждой точке слоя будет связана с величиной электрического потенциала, исходя из закона сохранения энергии, – энергия иона в точке с потенциалом Ψ равна сумме энергии иона на входе в слой и потенциальной энергии $e\Psi$ в точке нахождения иона. Тогда при $|e\Psi/T_e \gg 1$ имеем следующее соотношение между энергией входящего в слой иона и энергией иона, сталкивающегося с поверхностью пленки:

$$\frac{M_i V_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{M_i V_{i0}^2}{2} = e\Psi + \frac{M_i}{2} \left[\sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \right]^2 = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi. \quad (7.6)$$

Далее под Ψ будем понимать абсолютное значение потенциала, а его знак будем учитывать в соотношениях и уравнениях, на основе физических соображений. Так как мы рассматриваем случай с большим значением потенциала, т. е. $e\Psi \gg T_e$, то скорость ионов в зависимости от значения потенциала можно вычислить так:

$$\frac{M_i V_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi, \quad (7.7)$$

$$V_i(\Psi) \approx \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}}.$$

Учитывая (7.5), (7.6) и (7.7), из баланса ионных потоков находим выражение для плотности ионов вблизи поверхности пленки, и связываем ее с величиной потенциала:

$$n_i(\Psi)V_i(\Psi) \approx n_i(\Psi) \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}, \quad (7.8)$$

$$n_i(\Psi) = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi}}.$$

Выражения (7.8) верны для самой начальной стадии взаимодействия плазмы с диэлектрической пленкой на металле. В лабораторной плазме установление возможных различных состояний системы металл-пленка-плазма связано с зарядением поверхности пленки в основном ионным потоком из плазмы, и потерей заряда с поверхности плёнки вследствие его утечки через пленку на металл. При этом в результате изменения поверхностного заряда пленки, внутри нее будет формироваться электрическое поле, величина которого может достигать больших значений и приводить к электрическому пробое диэлектрической пленки. Для процесса установления баланса поступления заряда из плазмы на поверхность пленки и утечки заряда через пленку необходимо время, которое мы также будем рассчитывать, используя экспериментальные характеристики конкретных пленок. Для определённости будем проводить расчеты для диэлектрических пленок оксидов титана. Для металлического титана и его сплавов известно, что они быстро покрываются в атмосферном воздухе оксидными пленками толщиной от 1 до 10 нм, в зависимости от времени нахождения на воздухе от нескольких минут до одного года, соответственно [34]. Более толстые диэлектрические оксидные пленки толщиной от 10 нм до 1000 нм на титане получаются в результате выдерживания образцов при температуре до 700 К в течение времени от нескольких минут до нескольких часов в атмосфере воздуха или с применением магнетронного разряда в аргоне в присутствии кислорода [35]. В случае взаимодействия металлического электрода с импульсной плазмой с достаточно коротким временем существования, длительности плазменного импульса может быть недостаточно для выхода на стационарное значение потенциала поверхности пленки, так как часть электрического заряда будет стекать с поверхности диэлектрической пленки на металл из-за остаточной

проводимости диэлектрика. Поэтому важно рассмотреть процесс заряжения поверхности пленки при взаимодействии с импульсом плазмы с учетом частичной утечки заряда с поверхности пленки на металл. Для этого рассмотрим электрическую схему, в которой поверхность диэлектрической пленки и поверхность металла образуют электрический конденсатор, а утечку заряда через объем диэлектрика будем моделировать резистором, подключенным параллельно конденсатору (рис. 7.2). Для схемы рисунка 7.2 можно записать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta Q &= C \Delta U, \quad \Delta U = |\Psi(t) - \Psi_0|, \\ \Delta Q &= j(t) \Delta t - i \Delta t, \quad i = \frac{\Delta U}{R}, \end{aligned} \tag{7.9}$$

где ΔQ – изменение плотности заряда на поверхности диэлектрической пленки за временной интервал Δt , $j(t)$ – плотность электрического тока, переносимого ионами из плазмы на поверхность пленки, $\Psi(t)$ – текущее значение потенциала поверхности диэлектрической пленки в результате ее зарядки потоком ионов, Ψ_0 – постоянный потенциал металла, поддерживаемый внешним источником, $\Delta U(t)$ – разность потенциалов между поверхностью пленки и металлом, C – удельная электрическая емкость единицы поверхности диэлектрической пленки относительно поверхности металла, R – удельное омическое сопротивление единичной площади пленки, обусловленное утечкой электрического тока с плотностью i с поверхности диэлектрика на металл.

Так как мы рассматриваем задачу в одномерной геометрии, то есть пренебрегаем любыми неоднородностями в направлениях, перпендикулярных оси OX , мы также не учитываем возможное изменение во времени эффективной площади эквивалентного конденсатора, а значит, считаем величину C постоянной. Переходя от соотношений дифференциалов (7.9) к дифференциальным уравнениям, получаем (7.10):

$$\frac{dQ}{dt} = C \frac{dU}{dt} = j(t) - \frac{U}{R},$$

$$\frac{dU(t)}{dt} = \frac{1}{C} j(t) - \frac{1}{CR} U(t).$$
(7.10)

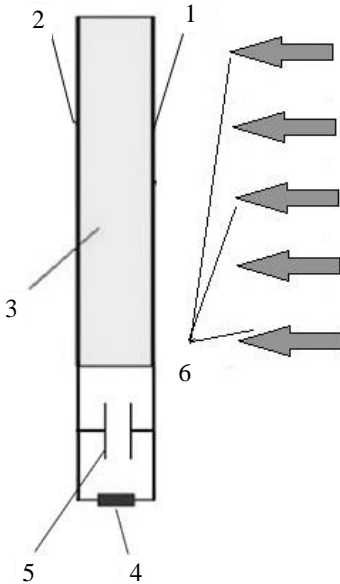


Рис. 7.2 Эквивалентная электрическая схема зарядки размещенной на металле диэлектрической пленки, в потоке импульсной плазмы: 1 – поверхность диэлектрической пленки, контактирующей с потоком плазмы; 2 – поверхность металла, находящаяся в контакте с диэлектрической пленкой; 3 – диэлектрическая пленка; 4 – резистор утечки заряда с поверхности пленки на металл, находящийся под отрицательным потенциалом; 5 – электрическая емкость внешней поверхности диэлектрической пленки относительно поверхности металла; 6 – поток ионов из плазмы на внешнюю поверхность диэлектрической пленки

Рассмотрим сначала случай импульсной плазмы с малой длительностью τ_{pl} , при которой скорость зарядки поверхности пленки невелика и изменение потенциала поверхности пленки не сильно влияет на потоки ионов из плазмы на поверхность пленки. Это случай с постоянным в течение импульса плазмы потоком положительных ионов $j_0 \approx \text{const}$ на поверхность диэлектрической пленки $j(0 < t \ll \tau_{pl}) \approx j_0$. Тогда дифференциальное уравнение (7.10) преобразуется к виду:

$$\frac{dU(t)}{dt} + \frac{1}{CR} U(t) = \frac{1}{C} j_0.$$
(7.11)

Решение уравнения (7.11) имеет вид:

$$\begin{aligned}
 U(t) &= \frac{1}{\mu(t)} \left[\int \frac{1}{C} j_0 \mu(t) dt + A \right], \quad \mu(t) = \exp \left[\int \frac{dt}{CR} \right] = \exp \left(\frac{t}{CR} \right), \\
 U(t) &= \exp \left(-\frac{t}{CR} \right) \int \frac{1}{C} j_0 \exp \left(\frac{t}{CR} \right) dt + A \exp \left(-\frac{t}{CR} \right), \\
 U(t) &= j_0 R + A \exp \left(-\frac{t}{CR} \right),
 \end{aligned}
 \tag{7.12}$$

где A – постоянная интегрирования, которая определяется из начальных условий.

Примем, что в начальный момент времени поток ионов из плазмы отсутствует, и электрический ток из плазмы также равен нулю $j(t=0) = 0$. Тогда напряжение внутри пленки также равно нулю $U(t=0) = 0$, так как потенциал поверхности диэлектрической пленки $\Psi(t=0)$ в этот начальный момент равен потенциалу металла $\Psi_0 = \Psi(t=0)$, и разность потенциалов между поверхностью диэлектрической пленки и металлом равна нулю $U(t=0) = \Psi(t=0) - \Psi_0 = 0$. Тогда величина A в решении (7.12) определится из (7.8) и нижеследующих соотношений:

$$\begin{aligned}
 U(t=0) &= 0 = j_0 R + A, \\
 A &= -j_0 R, \quad j_0 = en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}.
 \end{aligned}
 \tag{7.13}$$

С учетом (7.13) решение уравнения (7.12) имеет вид:

$$U(t) = j_0 R \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{CR} \right) \right].
 \tag{7.14}$$

Параметр $CR = \tau_f$ имеет размерность времени, и его величина определяет темп зарядки-разрядки поверхности диэлектрической пленки. Для коротких временных масштабов при $t \approx \tau_{pl} \ll \tau_f = CR$, величина напряжения

$U(t)$ между внешней поверхностью диэлектрической пленки и металлом линейно увеличивается с течением времени, и определяется выражением:

$$U(t) = j_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \right] \approx j_0 \frac{t}{C}. \quad (7.15)$$

Таким образом, для коротких временных интервалов взаимодействия плазмы с диэлектрической пленкой на металле, или для короткого по времени плазменного импульса, когда $t \approx \tau_{pl} \ll \tau_f = CR$, поток ионов из плазмы на поверхность диэлектрической пленки создаст малые изменения потенциала поверхности диэлектрической пленки вследствие ее зарядки. При этом напряжение между поверхностью пленки и металлом $U(t)$ будет определяться только потоком ионов j_0 из плазмы и немного возрастет во времени. Существенно по-другому будет протекать зарядка поверхности диэлектрической пленки при больших временных масштабах, для которых время существования потока ионов из плазмы превышает характерное время зарядки-разрядки пленки $t \approx \tau_{pl} \gg \tau_f = CR$. В этом случае увеличение будет сказываться утечка заряда с поверхности диэлектрической. В результате потенциал поверхности пленки может выйти на постоянный уровень, величина которого будет определяться равенством ионного тока и тока наиболее энергичных электронов из плазмы $j(t)$ и током утечки заряда i с поверхности диэлектрической пленки на металл через объем пленки. Этот ток утечки i пропорционален достигнутому напряжению между поверхностью пленки и металлом $U(t)$ и обратно пропорционален удельному сопротивлению R единичной площади диэлектрической пленки:

$$i = \frac{U(t)}{R} = j(t), \quad (7.16)$$

$$U(t \rightarrow \infty) = j(t)R.$$

Из (7.14) формально следует, что если удельное сопротивления утечки R велико, то при сохранении постоянного потока ионов и электронов из плазмы

изменение величины потенциала на поверхности диэлектрической пленки может быть достаточно большим. Это следует также из предположения о постоянном потоке ионов из плазмы на поверхность диэлектрической пленки, которое было необходимо для получения простого решения уравнения (7.14). Однако этот ток при большой длительности импульса плазмы и, соответственно, при большой длительности потока ионов не будет постоянным. По мере зарядки поверхности пленки положительным током ионов из плазмы потенциал поверхности пленки будет возрастать от больших отрицательных значений к более положительным значениям потенциала поверхности пленки, при этом и ток электронов из плазмы будет увеличиваться в результате поступления на электрод наиболее энергичных электронов плазмы. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока изменение потенциала поверхности пленки не стабилизируется, т. е. когда суммарный ток ионов и электронов на поверхность пленки сравняются с током утечки, и в сумме они составят нулевой ток на поверхность диэлектрической пленки. Это условие соответствует стадии установления плавающего потенциала Ψ_f на внешней поверхности диэлектрической пленки, что может быть выражено соотношением:

$$U(t \rightarrow \infty) = \Psi(t \rightarrow \infty) - \Psi_0 = j_0 R = \Psi_f - \Psi_0. \quad (7.17)$$

Таким образом, не решая уравнения (7.11) с переменным потоком ионов и электронов из плазмы и с учетом тока утечки, из выражения (7.17) можно определить предельное электрическое напряжение в диэлектрической пленке, равное разности между плавающим потенциалом поверхности диэлектрической пленки Ψ_f и потенциалом металла Ψ_0 , который определяется внешним источником электрического напряжения. Соответственно, из (7.17) можно определить величину максимального электрического поля E_d , возникающего в диэлектрической пленке на поверхности металлического образца, погруженного в импульсную плазму с достаточно большой длительностью или в стационарную плазму:

$$E_d \approx \frac{|\Psi_f - \Psi_0|}{d}. \quad (7.18)$$

Другая ситуация возникает при относительно малых значениях сопротивления утечки оксидной пленки R , когда толщина диэлектрической пленки мала. Так, при используемых в лабораторных экспериментах толщинах диэлектрических пленок оксидов титана от 6 нм до 1000 нм на металлическом титане, величина удельного объемного сопротивления ρ утечки тока находится в интервале значений $\rho = 0.1\text{--}100$ Ом·см [34, 35, 36]. Тогда разность потенциалов между внешней поверхностью пленки оксида титана и металлическим титаном $U(t)$, следует рассчитывать из выражения (7.16), а величину электрического поля E_d внутри пленки определять по следующей формуле:

$$U(t \rightarrow \infty) = \Psi(t) - \Psi_0 = j_0 R = en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \rho \frac{d}{S}, \quad (7.19)$$

$$E_d = \left| -\text{grad}[\Psi(t)] \right| \approx \frac{j_0 R}{d} \approx en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \frac{\rho}{S},$$

Здесь d – толщина диэлектрической пленки; S – единичная площадь поверхности диэлектрической пленки (далее $S = 1 \text{ см}^2$ при расчетах в системе CGSE).

Для оценки влияния электрической зарядки поверхности диэлектрической пленки на величину потока ионов из плазмы сделаем расчеты величин возможного изменения потенциала поверхности пленки за характерное время τ_{pl} существования плазмы с реальными параметрами тонкой диэлектрической оксидной пленки на металлическом титане с учетом экспериментальных значений диэлектрической проницаемости ϵ и удельного электрического сопротивления ρ пленки. Считаем, что тонкая пленка с диэлектрической проницаемостью ϵ , толщиной d и единичной площадью S на

металле образует плоский конденсатор с электрической емкостью C с удельным значением емкости C_s (емкостью 1 см^2 поверхности пленки), которые определяются формулами:

$$C = \frac{4\pi\epsilon S}{d}, \quad \text{при } S = 1 \text{ см}^2 \quad C_s = \frac{4\pi\epsilon}{d} \quad (7.20)$$

Поскольку в лабораторных плазменных экспериментах, а также в технологических стендах часто используются электроды из титана, то далее конкретные расчеты проведем для титанового электрода с нанесенной на его поверхность диэлектрической пленкой из оксидов титана. Достаточно толстые оксидные пленки толщиной 1–0,1 мкм на титане, как правило, получаются в результате окисления титана при температуре около 700 К на воздухе в течение времени от 60 минут до 6 минут соответственно [33]. Часто оксидные пленки толщиной 10–100 нм на титане получают в результате возбуждения магнетронного разряда на титане в вакууме при дозированном напуске газовой смеси аргона и кислорода [34–36]. Более тонкие оксидные пленки толщиной 1–10 нм на поверхности титана формируются в результате длительного (от 1 минуты до 1 года) нахождения очищенного в вакууме титана в атмосферном воздухе при комнатной температуре [33]. Значения диэлектрической проницаемости тонких оксидных пленок на титане, выращенных в лабораториях, сильно отличаются от соответствующих значений для природных кристаллических образцов оксидов титана большого объема, представленных в справочной литературе [38]. Как правило, выращенные тонкие (1–10 нм) оксидные пленки на титане имеют значения относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon = 1.5\text{--}3$ [34–36]. Это обусловлено тем, что химический и стехиометрический состав таких тонких оксидных пленок, выращенных искусственно или в результате естественного окисления в воздушной атмосфере, как правило, отличается от классического соотношения атомов титана и кислорода, которое характерно для кристаллических оксидов титана типа рутил или анафаз с соотношением атомов согласно химической формуле двуоксида титана TiO_2 . Тонкие оксидные пленки

толщиной 1–10 нм на поверхности титана, созданные напылением или в результате естественного окисления в воздушной атмосфере, характеризуются формулой – TiO_{α} , (где величина α может быть в пределах $0.2 < \alpha < 2$), которая отличается от классической формулы TiO_2 . Величина удельного сопротивления ρ оксидной пленки толщиной 100 нм также существенно отличается от табличного значения, и, как показали лабораторные измерения [35–37], составляет величину около $\rho \approx 10^8$ Ом·см, которая на несколько порядков отлична от аналогичных величин массивных кристаллических образцов оксидов титана, представленных в справочниках [38]. На основании экспериментально измеренных параметров оксидных пленок титана [35–37] нами были рассчитаны значения сопротивления утечки R оксидных пленок в зависимости от их толщины, а также другие важные параметры, характеризующие их взаимодействие с импульсной плазмой, которые представлены в таблице 7.1.

Таблица 7.1 Параметры оксидных пленок титана различной толщины d : R – сопротивление утечки 1 см², удельные емкости C_1 и C_2 пленок с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1 = 1,5$ и $\epsilon_2 = 3$; характерные времена зарядки поверхности пленки $\tau_1 = C_1 R$ и $\tau_2 = C_2 R$

d , нм	R , Ом	ϵ_1	ϵ_2	C_1 , мкФ	C_2 , мкФ	τ_1 , мкс	τ_2 , мкс
6	0,6	1,5	3	3	6	2	4
10	1,0	1,5	3	2	4	2	4
100	10	1,5	3	0,2	0,4	2	4
1000	100	1,5	3	0,02	0,04	2	4

В таблице 7.2 на основании данных таблицы 7.1, представлены расчеты электрического поля внутри оксидных пленок с толщинами от 6 нм до 1000 нм при взаимодействии с импульсным плазменным потоком длительностью 20 мкс с различными значениями плотности плазмы – от $2 \cdot 10^{11}$ см⁻³ до $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Из

приведенных данных таблицы 7.2 видно, что при достаточно большой плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для толщин оксидных пленок 6–100 нм электрическое поле внутри пленки может достигать значения 10 МВ/см, и такое поле превосходит порог электрического пробоя многих типов диэлектрической пленки, включая оксидные пленки на титане [39, 40].

Таблица 7.2 Значения напряжения U и электрического поля E внутри оксидных пленок различной толщины d на титане при взаимодействии с импульсной плазмой длительностью $\tau_{pl} \approx 20 \text{ мкс}$ с различной плотностью n_e

$n_e, \text{ см}^{-3}$	$d, \text{ нм}$	$R, \text{ Ом}$	$j_0, \text{ А}$	$U, \text{ В}$	$E, \text{ МВ/см}$
$2 \cdot 10^{13}$	6	0,6	10	6	10
$2 \cdot 10^{13}$	100	10	10	100	10
$2 \cdot 10^{13}$	1000	100	10	400	4
$2 \cdot 10^{12}$	6	0,6	1	0,6	1
$2 \cdot 10^{12}$	100	10	1	10	1
$2 \cdot 10^{12}$	1000	100	1	100	1
$2 \cdot 10^{11}$	6	0,6	0,1	0,06	0,1
$2 \cdot 10^{11}$	100	10	0,1	1	0,1
$2 \cdot 10^{11}$	1000	100	0,1	10	0,1

Такое сильное электрическое поле с высокой вероятностью, близкой к 100 %, возбуждает микроплазменный разряд на титане, покрытым естественной оксидной пленкой [12, 29]. При уменьшении плотности плазмы в 10 раз до значения $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при толщинах оксидной пленки 6–1000 нм электрическое поле снижается до значений 4–1 МВ/см. Величина такого электрического поля соизмерима с пороговыми значениями электрического поля для пробоя в объёме различных диэлектрических пленок, что может приводить к снижению вероятности возбуждения микроплазменного разряда на металлах (покрытых сплошной диэлектрической пленкой) в плазме с плотностью $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Величина электрического поля внутри пленок толщиной 6–1000 нм, при плотности плазмы $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, снижается до значения 0,1 МВ/см, что явно

недостаточно для электрического пробоя в объеме пленки. При этом характерное время зарядки поверхности пленок толщиной от 6 до 1000 нм составляет всего 2–4 мкс.

Расчеты, представленные в таблице 2, показывают, что за время длительности импульса плазмы существенно более 2 мкс, внешняя поверхность оксидной пленки на титане может зарядиться до величины плавающего потенциала $\Psi_f \approx 0$ [10–15] при потенциале металлического титанового электрода – 400В.

Как видно из таблицы 7.2, для тонкой оксидной пленки толщиной около 6 нм, которая взаимодействует с плазмой в интервале значений плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для моментов времени $\tau_{pl} \ll 2 \text{ мкс}$, электрическая зарядка поверхности оксидной пленки невелика, и ее потенциал поверхности практически не изменяется.

В этом случае для расчета электрического поля над поверхностью диэлектрической оксидной пленки можно применять формулу, полученную в [27, 28] для расчета электрического поля на поверхности чистого металла в плазме:

$$E_m(\Psi_0) = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}} = \frac{\Psi_0}{L}, \quad L = r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4} \quad (7.21)$$

где параметр L – это модифицированная дебаевская длина, которая зависит от величины отрицательного потенциала электрода, и существенно превосходит классическую длину Дебая r_D . Как показано в [27], величина электрического поля на поверхности металлического электрода без пленки при значениях отрицательного потенциала электрода 100–400 В оказывается в 100–200 раз меньше классического значения $E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D}$. Результаты расчетов по формуле

(7.21) представлены в таблице 7.3.

Таблица 7.3 Рассчитанные значения (7.19) электрического поля E_0 , размера модифицированного дебаевского слоя L вблизи металлического электрода без диэлектрических пленок в плазме с различными значениями плотности n_e и при электронной температуре $T_e = 10$ эВ для условия $e\Psi_0/T_e \gg 1$

$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{эВ}$	$\Psi_0, \text{кВ}$	$e\Psi_0/T_e$	$E_0, \text{кВ/см (19)}$	$L, \text{мкм (21)}$
10^{11}	10	1	100	4,25	2350
10^{11}	10	10	1000	7,56	13230
10^{12}	10	1	100	13,46	743
10^{12}	10	10	1000	23,93	4180
10^{13}	10	1	100	42,63	234
10^{13}	10	10	1000	75,76	1320

Из приведенных в таблице 7.3 данных следует, что электрическое поле, возникающее в плазме с электронной температурой 10 эВ и плотностью 10^{13}см^{-3} , при взаимодействии с поверхностью чистого металла (без диэлектрической пленки) даже при больших значениях электрического потенциала электрода около 10 кВ не превышает значения 76 кВ/см. Такое электрическое поле не может вызвать на чистом металле сильную электронную автоэмиссию или взрывную эмиссию с поверхности металла и образование плазмы.

Электрическое поле на внешней поверхности диэлектрической пленки в начальный момент времени взаимодействия плазмы с пленкой будет определяться уравнениями, описывающими взаимодействие плазмы с чистым металлом, так как величина потенциала поверхности пленки и поверхности чистого металла равны. Далее, в результате зарядки поверхности пленки потоком ионов из плазмы величина потенциала на поверхности пленки будет быстро убывать, в то время как потенциал металла будет поддерживаться на постоянном уровне внешним источником. При этом, величина электрического поля на поверхности диэлектрической пленки с течением времени будет быстро уменьшаться, и, следовательно, будет всегда меньше электрического поля на поверхности чистого металла.

Таким образом, в результате расчетов и анализа экспериментальных данных искусственных или естественных тонких оксидных пленок толщиной 1–1000 нм, созданных на поверхности титана, установлено, что в результате взаимодействия плазмы плотностью $2 \cdot 10^{12}$ – $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с такой поверхностью внутри диэлектрической оксидной пленки возникают сильные электрические поля масштаба 1–10 МВ/см, которые существенно превышают электрические поля, возникающие на поверхности металлического титана без диэлектрических пленок, что подтверждается экспериментами [10–15]. В этих экспериментах было показано, что в результате взаимодействия плазмы с металлическим титаном с оксидными пленками толщиной 10–1000 нм возбуждаются микроплазменные разряды, воздействие которых приводит к испарению диэлектрических пленок и образованию переплавленной поверхности чистого титана. При этом уже на очищенной от пленок поверхности титана возбуждения микроплазменных разрядов не возникает даже при воздействии плотной плазмы около $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Из таблицы 7.2 также следует, что при длительности импульса плазмы 20 мкс только при самой большой плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и для пленок толщиной около 1000 нм процесс зарядки внешней поверхности оксидной пленки переходит в режим насыщения, который определяется выражением (7.16). При этом зарядка поверхности оксидной пленки, например, на титане будет происходить до стационарного значения, равного плавающему потенциалу, величина которого зависит от экспериментальных условий. Так, для большинства экспериментов по возбуждению микроплазменных разрядов на разных металлах, покрытых диэлектрическими пленками [12, 29], потенциал внешней поверхности пленки близок к потенциалу заземленных стенок вакуумной камеры. В этом случае при небольшом потенциале металлического титана – 400 В напряженность электрического поля между внешней поверхностью диэлектрической оксидной пленки и металлом составит 10–0,1 МВ/см. При возникновении разрыва (среза) сплошности диэлектрической оксидной пленки на титане на основании граничных условий сохраняются

тангенциальные значения электрического поля внутри диэлектрической пленки E_d и на поверхности разрыва E_s : $E_d \approx E_s$ (рис. 7.3). Действительно, если рассмотреть диэлектрическую пленку со срезом или разрывом на поверхности титана (рис. 7.3), то из граничных условий электрическое поле на поверхности разрыва E_s будет приблизительно равно электрическому полю внутри оксидной пленки E_d . Поэтому расчеты электрического поля внутри диэлектрической пленки, представленные в таблице 7.2, могут быть использованы для оценки электрического поля в разрыве диэлектрической оксидной пленки на поверхности титана. При этом, как будет показано ниже, электрические поля как внутри диэлектрической пленки E_d , так и в разрыве пленки E_s , будут существенно превышать величину электрического поля на чистом металле, т. е. в отсутствие или вдали от среза диэлектрических пленок E_m (рис. 7.3).

Такие значения электрического поля (см. табл. 2) внутри пленки будут близки к значениям для тангенциального поля в разрыве пленки, и при значениях поля 10–0.1 МВ/см может происходить электрический пробой и возбуждение микроплазменного разряда как в объеме пленки при значении поля 10 МВ/см, так и в местах разрыва пленки при полях 10–0.1 МВ/см.

Таким образом, на титане для оксидных пленок толщиной 10 нм возможен электрический пробой в объеме сплошной оксидной пленки при взаимодействии с плазмой плотностью около 10^{13} см^{-3} . Для пленок толщиной 10–1000 нм также возможен электрический импульсный пробой прежде всего по срезу или разрыву оксидных пленок между заряженной поверхностью пленок и открытой поверхностью металла для широкого интервала значений плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что и наблюдается в экспериментах [10–12, 28].

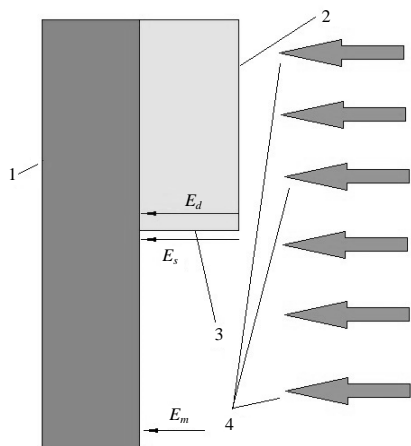


Рис. 7.3 Схема формирования электрического поля на срезе диэлектрической пленки и на металле вдали от среза при взаимодействии с плазмой: 1 – металл; 2 – диэлектрическая пленка; 3 – срез или разрыв диэлектрической пленки; 4 – поток ионов из плазмы при отрицательном потенциале металла. E_d – поле в диэлектрической пленке; E_s – электрическое поле на поверхности среза диэлектрической пленки; E_m – электрическое поле на металле в отсутствие диэлектрической пленки или вдали от среза пленки

Взаимодействие плазмы с электронной температурой 10 эВ с металлом, покрытым диэлектрической пленкой толщиной 10–1000 нм, при отрицательных значениях потенциала металла 100 В – 1 кВ приводит к зарядке внешней поверхности пленки положительными ионами плазмы и, в зависимости от плотности плазмы в диапазоне значений 10^{11} см^{-3} – 10^{13} см^{-3} , вызывает возникновение внутри пленки больших электрических полей от 0.1 МВ/см до 10 МВ/см. Такие сильные поля инициируют электрический пробой как в объеме тонкой пленки толщиной 10 нм, так и в разрывах пленок толщиной 100–1000 нм. Пробой в объеме и в разрыве диэлектрической пленки возникает между заряженной внешней поверхностью пленки и поверхностью металла.

Электрическое поле, возникающее в плазме с электронной температурой 10 эВ и плотностью $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при взаимодействии с чистой поверхностью металла без диэлектрической пленки даже при больших значениях отрицательного электрического потенциала металла около 10 кВ не превышает значения 0.1 МВ/см [41]. Такое электрическое поле не может вызвать электронную автоэмиссию с чистой поверхности металла и образование плазмы на металле. В противоположность этому, при наличии диэлектрической пленки на поверхности металла в плазме, величины возникающих электрических полей внутри пленки и на ее срезе в 10–100 раз превосходят электрические поля на чистой поверхности металла. Сильные поля внутри

диэлектрической плёнки могут приводить к электрическому пробое, как в объеме пленки, так и в ее разрывах и, далее, к возбуждению различных разрядов на поверхности металла с пленкой, включая микроплазменные разряды.

Литература к разделу 7

1. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, M. A. Tereshchenko, A. A. Dorofeyuk, T. I. Kamolova and S. N. Satunin Electric field on the surface of a metal electrode with dielectric film in plasma // *Plasma Physics Reports*, 2024, Vol. 50, No. 7, pp. 856-865. DOI: 10.1134/S1063780X24601056
2. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Новосибирск: Наука, 1982.
3. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984.
5. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
6. *Vacuum Arcs: Theory and Application* / Ed. by Lafferty J. M. – New York: Wiley, 1980; Moscow: Mir, 1982.
7. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Пробой тонких диэлектрических пленок. – М.: Сов. Радио, 1977.
8. Чопра К. Л. Электрические явления в тонких пленках / Пер. с англ. / под ред. Т. Д. Шермергора. – М.: Мир, 1972.
9. Forlani F., Minnaja N. / *Phys. Status Sol.* 1964. Vol. 40. № 2. P. 311–324. <https://doi.org/10.1002/pssb.19640040210>
10. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / *Plasma Physics Reports*. 2008. Vol. 34. № 2. P. 150–161. <https://doi.org/10.1134/S1063780X08020074>
11. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / *Plasma Physics Reports*. 2016. Vol. 42. № 6. P. 619–632. <https://doi.org/10.1134/S1063780X16060039>

12. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Dorofeyuk A. A., Kamolova T. I. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. Vol. 1647. P. 012018.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1647/1/012018>
13. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G., Sakharov A. S., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A., Satunin S. N. / *Plasma Physics Reports*. 2010. Vol. 36. № 13. P. 1241–1246.
14. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G., Khrennikova I. A. / *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*. 2015. Vol. 44. № 4. P. 384–388.
15. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A., Kuksenova L. I. / *Journal of Physics: Conf. Series*. 2017. Vol. 907. P. 012023.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012023>
16. Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Иванов В. А., Коныжев М. Е. / *Трение и смазка в машинах и механизмах*. 2009. № 5. С. 10–16.
17. Иванов В. А., Коныжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. / *Трение и износ*. 2009. Т. 30. № 4. С. 396–404.
18. Димитрович Д. А., Бычков А. И., Иванов В. А. / *Прикладная физика*. 2009. № 2. С. 35–43.
19. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / *Plasma Physics Reports*. 2021. Vol. 47. № 6. P. 603–610.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X21060076>
20. Gabovich M. D., Pleshivtsev N. V., Semashko N. N. *Ion and Atomic Beams for Controlled Fusion and Technology / Translated from Russian by D. H. McNeill*. – New York and London: Consultants Bureau, 1988.
21. ITER Documentation Series. № 29. IV. Plasma Facing Materials. – Vienna: IAEA, 1991. Pp. 247–266.
22. Behrich R., Ehremberg J. / *Journal of Nuclear Materials*. 1988. Vol. 155–157. Part 1. P. 95–104.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(88\)90231-0](https://doi.org/10.1016/0022-3115(88)90231-0)

23. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P., Brukardt M., Glover T. W., Bengtson R. D., Jacobson V. T., McCaskill G. E., Cassady L. / *Advances in Space Research*. 2008. Vol. 42. P. 192–205.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2007.09.034>
24. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P., Jacobson V., Cassady L. D. High Power Ion Cyclotron Heating In the VASIMR Engine / 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit AIAA-2007-586 Reno, Nevada, 8–11 January 2007.
25. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P. et al. / *Physics of Plasmas*. 2010. Vol. 17. P. 043509.
<https://doi.org/10.1063/1.3389205>
26. Иванов В. А. / *Успехи прикладной физики*. 2022. Т. 10. № 4. С. 343–350.
<https://doi.org/10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350>
27. Ivanov V. A. / *Plasma Physics Reports*. 2023. Vol. 49. № 2. P. 284–289.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22601365>
28. Иванов В. А., Конижев М. Е., Камолова Т. И., Дорофеев А. А. / *Прикладная физика*. 2023. № 5. С. 5–14. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-5-5-14>
29. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / *Journal of Communications Technology and Electronics*. 2023. Vol. 68. № 9. P. 1067–1076.
<https://doi.org/10.1134/S1064226923090097>
30. Ivanov V. A., Letunov A. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1383. P. 012025.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012025>
31. *Plasma Diagnostic Techniques* / Ed. by Huddleston R. H., Leonard S. L. – New York – London, Academic, 1965.
32. Bohm D. In book “The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields” (Chapter 3) / Ed. by Guthrie A., Wakerling R. K. – New York, 1949.

33. Textor M., Sittig C., Frauchiger V., Tosatti S., Brunette D. M. Properties and Biological Significance of Natural Oxide Films on Titanium and Its Alloys // In book: Titanium in Medicine (P. 171–230) – Springer, 2001. https://doi.org/10.1007/978-3-642-56486-4_7
34. Sittig C., Textor M., Spencer N. D., Wieland M., Vallotton P. H. / Journal of Materials Science: Materials in Medicine. 1999. Vol. 10. P. 35–46. <https://doi.org/10.1023/a:1008840026907>
35. Троян П. Е., Нагайчук С. Г., Аргунов Д. П., Змановский П. А., Пилипец И. В. / Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2015. № 4 (38). С. 64–67.
36. Нагайчук С. Г., Аргунов Д. П., Троян П. Е., Жидик Е. В., Змановский П. А. / Актуальные проблемы гуманитарных и естественных наук. 2016. № 12-1. С. 129–132.
37. Nagaichuk S. G., Argunov D. P., Troyan P. E., Zmanovsky P. A., Zhidik E. V. Research of electrical parameters of the films of titanium oxide used for memristor's structures. – Tomsk: Tomsk State University, 2016 [in Russian].
38. Таблицы физических величин. Справочник / под ред. Кикоина И. К. – М.: Атомиздат, 1976.
39. Троян П. Е., Каранский В. В. / Доклады ТУСУРа (Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники). 2017. Т. 20. № 3. С. 152.
40. Троян П. Е., Сахаров Ю. В. Электрическая формовка тонкопленочных структур металл-диэлектрик-металл в сильных электрических полях. – Томск: Издательство ТУСУРа, 2013.
41. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49. № 3. P. 394–402. <https://doi.org/10.1134/S1063780X22602085>

Раздел 8. Генерация сильного электрического поля в тонкой диэлектрической пленке на поверхности металла при взаимодействии с импульсным плазменным потоком

В данном разделе рассмотрены основные физические процессы, определяющие потоки заряженных частиц на отрицательный металлический электрод, погруженный в полностью ионизованную изотропную плазму. Определены уравнения для описания движения заряженных частиц в плазме как вблизи металлического электрода, находящегося под постоянным отрицательным потенциалом Ψ_0 , так и вдали от него. Выполнены расчеты потоков заряженных частиц из плазмы на электрод в области разделения зарядов вблизи поверхности электрода при больших значениях отношения электрического потенциала электрода Ψ_0 к электронной температуре T_e плазмы: $e\Psi_0/T_e \gg 1$. Рассчитаны плотности электрических токов ионов и электронов из плазмы на электрод. Показано, что в конкретном случае взаимодействия отрицательного электрода из титана с естественной оксидной пленкой толщиной около 10 нм с импульсной плазмой плотностью $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в результате передачи заряда поверхности пленки потоком ионов из плазмы, внутри пленки возникают электрические напряжения около 6 В, и соответствующее сильное электрическое поле около 6 МВ/см за характерные времена 5–8 мкс. Такое сильное электрическое поле приводит к электрическому пробою тонкой пленки и возбуждению микроплазменных разрядов на титане. Уменьшение плотности плазмы существенно снижает вероятность возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности металлического электрода.

8.1 Введение

Воздействие потоков плазмы на материалы используется во многих лабораторных, технологических и термоядерных процессах. С помощью взаимодействия плазмы с металлами можно производить очистку их поверхности от физико-химических загрязнений [1, 2], модификацию

структуры приповерхностных слоев металлов [3–5], а также формирование прочного микрорельефа на их поверхности [6, 7]. Для интерпретации и стабильной воспроизводимости этих процессов необходимо разработать методы расчета потоков электронов и ионов из плазмы на металлы, при различных значениях электрического потенциала металла. При формировании потоков заряженных частиц вблизи поверхности отрицательного электрода (катода) в плазме происходит формирование области разделения зарядов, и, как следствие, возникновение сильного электрического поля на поверхности металла [8, 9]. При достаточно больших значениях отрицательного потенциала металла на его поверхности могут возникать сильные электрические поля, превышающие пороги возникновения автоэлектронной и взрывной электронной эмиссии [10, 11]. Эти явления приводят к возбуждению микроплазменных разрядов на поверхности металлов [12–14]. Существенную роль в возбуждении и поддержании микроплазменных разрядов играют диэлектрические пленки на поверхности металлов и сплавов [15, 16]. При погружении в плазму покрытых диэлектрической пленкой металлов, находящихся под отрицательным потенциалом, на поверхность металла поступают потоки заряженных частиц. Эти плазменные потоки приводят к появлению заряда на внешней поверхности диэлектрической пленки и возникновению сильного электрического поля внутри пленки. В зависимости от толщины диэлектрических пленок $d = 1\text{--}1000$ нм и их электрических свойств внутри пленок возникают электрические поля порядка $100\text{--}1000$ кВ/см [17]. Величины электрических полей в диэлектрических пленках определяются также параметрами окружающей металл плазмы. В лабораторных экспериментах, как правило, создается плазма с температурой электронов в интервале $2\text{--}10$ эВ, а объемная плотность частиц может изменяться в широком интервале значений $10^{10}\text{--}10^{13}$ см⁻³. При значениях электрического потенциала электрода $-(80\text{--}400)$ В увеличение плотности стационарной плазмы от $1\cdot 10^{11}$ до $2\cdot 10^{13}$ см⁻³ приводит к росту электрического поля внутри пленки на металле от 1 до 30 МВ/см [18]. Такие сильные электрические поля, возникающие на

поверхности катода с диэлектрической пленкой в потоке плазмы, как правило, в 10–100 раз превышают поля на чистой (без диэлектрических пленок) поверхности металлов [17, 18]. Поэтому диэлектрические пленки толщиной 1–1000 нм на металлах в потоке плазмы существенно облегчают инициирование на электродах явлений автоэлектронной и взрывной эмиссии, которые приводят к возбуждению микроплазменных разрядов на поверхности металлов [12, 18].

Микроплазменные разряды позволяют производить различные модификации поверхности металлов и сплавов: упрочнение приповерхностного слоя металлов [19, 20], формирование сплошного стойкого микрорельефа на их поверхности [21, 22], нагрев поверхности и высокотемпературный процесс обеззараживания медицинских инструментов [23–26].

Диэлектрические пленки на поверхности металлов могут создаваться различными способами. В научных и технологических лабораториях используются специальные установки для распыления диэлектрических материалов (окислы металлов, окислы кремния) в высоком вакууме при их нагревании электронными и ионными пучками [27], специальные стенды для атомно-слоевого осаждения (АСО) [28, 29]. Распространены также методы создания диэлектрических оксидных пленок на поверхности металлов при их нагревании в атмосфере воздуха или кислорода [30]. Применение различных методов нанесения диэлектрических пленок на металлы позволяет получать диэлектрические или оксидные пленки толщиной 10–1000 нм. Особо тонкие оксидные пленки толщиной 1–6 нм на некоторых металлах (например, на титане) возникают на их поверхности при нормальной температуре в атмосфере воздуха за интервалы времени от нескольких часов ($d=1-3$ нм) до года ($d=4-6$ нм) [31, 32].

Воздействие микроплазменных разрядов упрочняет приповерхностный слой большинства конструкционных металлов [33–35], а также формирует стойкий микрорельеф на поверхности многих применяемых в технике металлов, включая титан и его сплавы, многие сорта конструкционной стали,

различные сплавы алюминия, применяемые в энергетике, промышленности и медицине [36].

Важной технологической задачей является оптимизация толщины и электрических характеристик диэлектрических пленок на металлах при управлении технологическими процессами для достижения необходимых свойств модифицированного приповерхностного слоя металлов в результате взаимодействия с плазмой. При этом потоки заряженных частиц из плазмы на металл при фиксированном отрицательном потенциале электрода определяют как область разделения зарядов вблизи поверхности металла, так и величину электрического поля на его поверхности. Таким образом, величина электрического потенциала металла, параметры плазмы и электрические свойства диэлектрической пленки определяют условия возбуждения и поддержания микроплазменных разрядов, воздействие которых на металл формируют свойства создаваемых модифицированных слоев на его поверхности.

Цель данного раздела состоит в исследовании основных процессов, формирующих потоки заряженных частиц из плазмы на металлический электрод, находящийся при фиксированном отрицательном потенциале. На основе этого составлены уравнения и найдены их решения для вычисления параметров потоков плазменных частиц на электрод. Особое внимание уделено воздействию импульсного потока плазмы на электрод, покрытый тонкой диэлектрической пленкой. При этом основным результатом работы является расчет сильных электрических полей, возбуждаемых внутри тонкой диэлектрической пленки на электроде при взаимодействии с потоком импульсной плазмы.

8.2 Основные процессы, определяющие потоки заряженных частиц из плазмы на отрицательный электрод

Рассматривается лабораторная или технологическая одномерно-неоднородная полностью ионизованная плазма (неоднородность вдоль оси OZ ,

ортогональной плоскости электрода) с температурой электронов T_e , существенно превышающей температуру ионов T_i ($T_e \gg T_i$). Будем полагать также, что однородная и безграничная в плоскости (XY) плазма взаимодействует с безграничным в этой же плоскости металлическим электродом, находящимся под отрицательным потенциалом с абсолютным значением Ψ_0 , который задается извне и поэтому может быть произвольным. Таким образом, значения $\Psi(z)$ положительны, а отрицательный знак потенциала по отношению к потенциалу бесконечно удаленной плазмы, принимаемый за нулевой, будем явно учитывать в уравнениях и выражениях. При этом в силу большой подвижности электронов по нормали к поверхности металла (вдоль оси OZ) будет формироваться область разделения зарядов. Считаем, что поверхность металла располагается в плоскости xu с координатой в точке $z=0$. Направление скоростей и потоков заряженных частиц от металла в сторону невозмущенной плазмы будем считать положительным, а направление скоростей и потоков частиц из плазмы к металлу будем считать отрицательным.

При этом для простоты, ограничимся рассмотрением плазмы с зарядами частиц, равными элементарному заряду e , при массе ионов (протонов) m_i и массе электронов m_e . При рассмотрении поведения электронов будем учитывать действие двух сил [37]: силу $F_e = -e\partial\Psi(z)/\partial z$, действующую вследствие существования градиента локального электрического потенциала $\Psi(z)$, и силу $F_g = -(T_e/n_e)\partial n_e/\partial z$, обусловленную градиентом давления электронного компонента плазмы $n_e T_e$. Столкновениями электронов с ионами так же, как и электронов с атомами в данных расчетах пренебрегаем [38, 39]. Здесь и ниже полагаем, что электронная температура постоянна во всем объеме плазмы, плотность электронов n_e изменяется по координате z , а ее величина на большом удалении от металла совпадает с плотностью ионов $n_e(z \rightarrow \infty) = n_i(z \rightarrow \infty)$ и равна плотности невозмущенной плазмы n_∞ .

8.3 Уравнения для потоков заряженных частиц на электрод при отрицательном потенциале электрода

Изменение направленной (вдоль оси OZ) скорости электронов, обусловленное действием двух сил, определяется из выражения

$$\frac{du_e}{dt} = \frac{\partial u_e}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = u_e \frac{\partial u_e}{\partial z} = -\frac{e}{m_e} \frac{\partial \Psi}{\partial z} - \frac{T_e}{m_e n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z}. \quad (8.1)$$

Для стационарного состояния $\partial u_e / \partial t = 0$ и установившегося потока электронов $u_e(z)(\partial n_e(z) / \partial z) + n_e(z)(\partial u_e(z) / \partial z) = 0$ при условии, что направленная скорость дрейфа электронов существенно меньше их тепловой скорости $(T_e / m_e)^{1/2} \gg u_e(z)$ справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \frac{e}{m_e} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{T_e}{m_e n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} &= 0, \\ \frac{e}{T_e} \frac{\partial \Psi}{\partial z} &= -\frac{\partial}{\partial z} \ln n_e(z), \\ n_e(z) &= n_\infty \exp\left(-\frac{e\Psi(z)}{T_e}\right). \end{aligned} \quad (8.2)$$

Из решения (8.2) видно, что значение плотности электронов на поверхности электрода зависит от величины потенциала металла и может быть отличным от нуля

$$n_e(z=0) = n_{e0} = n_\infty \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right). \quad (8.3)$$

Поток электронов из плазмы на металлический электрод при потенциале Ψ_0 рассчитывается с помощью максвелловского распределения электронов плазмы при «отсечении» части тепловых электронов, скорости $v_{e\min}$ которых не позволяют им преодолеть потенциал электрода $v_{e\min} = \sqrt{2e\Psi_0 / m_e}$

$$(n_e u_e)_0 = n_\infty \int_{-v_{\min}}^{-\infty} \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_e v_e^2}{2T_e}\right) v dv, \quad (8.4)$$

$$(n_e u_e)_0 = -n_\infty \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right).$$

Так как в установившемся режиме величина потока электронов на поверхности металла и в невозмущенной плазме должна сохраняться $(n_e u_e)_\infty = (n_e u_e)_0$, то из (8.4) получаем величину направленной скорости электронов вдали от электрода в области невозмущенной плазмы

$$u_{e\infty} = -\left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right). \quad (8.5)$$

8.4 Потоки заряженных частиц на электрод при больших отрицательных значениях потенциала электрода Ψ_0

В невозмущенной плазме и в плазме вблизи электрода в установившихся во времени условиях должно выполняться равенство потоков электронов и ионов. Из этого условия получаем следующее соотношение для потока ионов на поверхность электрода: $(n_i u_i)_0 = (n_e u_e)_0$. При этом скорость ионов на поверхности электрода будет определяться величиной его потенциала Ψ_0 из закона сохранения энергии $m_i u_{i0}^2/2 - m_i u_{i\infty}^2/2 = e\Psi_0$ (здесь $u_{i\infty}$ — скорость входа ионов плазмы в слой разделения зарядов [39–41]), тогда поток ионов $(n_i u_i)_0$ на электрод и величина плотности ионов n_i на его поверхности n_{i0} с учетом (4) и (5) составят следующие величины:

$$(n_i u_i)_0 = -n_{i0} \sqrt{\frac{2e\Psi_0}{m_i} + u_{e\infty}^2} = -n_\infty \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right), \quad (8.6)$$

и

$$n_{i0} = n_{\infty} \left[1 + \frac{4\pi m_e e \Psi_0}{m_i T_e} \exp\left(\frac{2e\Psi_0}{T_e}\right) \right]^{-1/2}$$

$$\frac{n_{i0}}{n_{e0}} = \left[\exp\left(-\frac{2e\Psi_0}{T_e}\right) + \frac{4\pi m_e e \Psi_0}{m_i T_e} \right]^{-1/2}$$
(8.7)

Формально плотности n_{i0} и n_{e0} сравниваются при $e\Psi_0/T_e = m_i/(4\pi m_e) \approx 146$, и, по-видимому, это верхний предел значения параметра $e\Psi_0/T_e$ в нашем рассмотрении. При таких высоких потенциалах бесстолкновительная модель, по-видимому, некорректна. Последовательное рассмотрение процессов вблизи электрода $e\Psi_0/T_e > m_i/(4\pi m_e)$ требует учитывать обратный поток нейтралов с катода в плазму, их ионизацию, торможение на них прилетающих быстрых ионов. Плотность ионов не может быть меньше плотности электронов, так как иначе уравнение Пуассона не имеет физически корректного решения. В пределах изменения параметра $1 \leq e\Psi_0/T_e \leq 100$ соотношение отношения плотностей ионов n_{i0} и электронов n_{e0} вблизи поверхности электрода в водородной плазме изменяется от 9 до 1.3 (табл. 8.1).

Таблица 8.1 Соотношение плотностей ионов n_{i0} и электронов n_{e0} вблизи поверхности электрода в водородной плазме, в установившемся режиме, при различных значениях параметра $e\Psi_0/T_e$ (8.7)

No	$e\Psi_0/T_e$	n_{i0}/n_{e0}	Примечание
1	1	9	Режим модифицированного дебаевского слоя
2	10	3.8	Режим модифицированного дебаевского слоя
3	100	1.3	Режим модифицированного дебаевского слоя

Для расчета баланса токов электронов и ионов на электрод преобразуем потоки плазменных частиц в водородной плазме в значения токов электронов J_{e0} и токов ионов J_{i0} на электрод в установившемся режиме

$$\begin{aligned}
 |(n_i u_i)_0| &= |(n_e u_e)_0| = n_\infty \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right), \\
 |J_{i0}| &\approx |J_{e0}| \approx en_\infty \left(\frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right), \\
 |J_{e0}| &\approx 8.46 \cdot 10^{-12} n_\infty \exp\left(-\frac{e\Psi_0}{T_e}\right) \text{ А/см}^2.
 \end{aligned}
 \tag{8.8}$$

8.5 Воздействие импульсных потоков заряженных частиц на отрицательный электрод с тонкой диэлектрической пленкой на его поверхности

Значительный технологический интерес представляет взаимодействие потоков плазмы с электродом, покрытым диэлектрической пленкой [12,13,15–17]. Общая схема рассмотрения взаимодействия плазмы с металлическим электродом с диэлектрической пленкой на поверхности представлена на рис. 8.1.

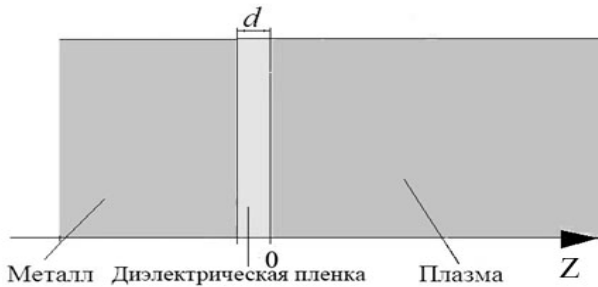


Рис. 8.1 Схема расчетов.

В плазме в установившихся условиях на поверхности толстой диэлектрической пленки толщиной d более 1 мкм с малым током утечки заряда с поверхности пленки на электрод потоки ионов и электронов будут равны. Это

условие соответствует тому, что поверхность диэлектрической пленки принимает значение плавающего потенциала относительно потенциала плазмы

$$\Psi_f \approx \frac{T}{e} \ln \left(\sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \right) [18].$$

В обычных лабораторных условиях, как правило, в качестве положительного электрода выступают стенки вакуумной камеры, в которой создается плазма. Так как площадь стенок камеры может на несколько порядков превышать площадь поверхности электрода, то некомпенсированный ток электронов на стенки камеры весьма мал, и, таким образом, потенциал стенок камеры близок к плавающему потенциалу. В этом установившемся режиме при фиксированном потенциале электрода Ψ_0 , при достаточно большой плотности плазмы и при неограниченной длительности плазменного потока внутри диэлектрической пленки с низкой электропроводностью и толщиной d может возникать электрическое поле, величина которого определяется формулой [17, 18]

$$E_d = \frac{|\Psi_0 - \Psi_f|}{d} \quad (8.9)$$

Ситуация сильно изменяется при больших токах утечки электрического заряда с внешней поверхности диэлектрической пленки, что существенно при толщине 1–10 нм естественных тонких оксидных пленок, обычно возникающих, например, на титановых электродах, находившихся в воздушной атмосфере или в техническом вакууме ниже 1 Па в течение времени от нескольких минут до нескольких часов. В этом случае при взаимодействии плазмы с поверхностью электрода, покрытого пленкой, величина электрического напряжения $U(t)$ внутри пленки будет определяться балансом электрических токов — тока ионов J_i , поступающего из плазмы, тока утечки с поверхности пленки на электрод через удельное сопротивление R единицы поверхности пленки и процессов заряжения удельной электрической емкости пленки C . Изменение напряжения $U(t)$ в процессе зарядки пленки будет определяться уравнением [17, 18]

$$\begin{aligned} \frac{dU(t)}{dt} + \frac{1}{CR}U(t) &= \frac{1}{C}j_i(t), \\ j_i(t) &= j_{i0} \frac{t}{t_\delta} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \\ U(t) &= |\Psi(t) - \Psi_0|, \quad |\Psi_0| > |\Psi(t)|. \end{aligned} \quad (8.10)$$

Здесь $\Psi(t)$ — потенциал внешней поверхности диэлектрической пленки в момент времени t , Ψ_0 — фиксированный отрицательный электрический потенциал электрода, $j_i(t) = j_0 \frac{t}{t_\delta} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)$ — плотность тока ионов из плазмы на электрод, где t_δ — характерное время переднего фронта импульсного потока плазмы, τ_0 — характерное время экспоненциального спада во времени потока плазмы на электрод. Тогда решение уравнения (8.10) имеет вид

$$\begin{aligned} U(t) &= \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \frac{j_0}{C} \gamma \left(\frac{t-\gamma}{t_\delta}\right) \exp\left(\frac{t}{\gamma}\right) + A \exp\left(-\frac{t}{CR}\right), \\ \gamma &= \frac{CR\tau_0}{\tau_0 - CR}, \end{aligned} \quad (8.11)$$

где A — постоянная интегрирования, которая определяется из начальных условий

$$t=0 \rightarrow U(t)=0 \Rightarrow A = j_0 \frac{1}{C} \frac{\gamma^2}{t_\delta} \quad (8.12)$$

С учетом (8.12) из (8.11) получаем общее решение для электрического напряжения внутри диэлектрической пленки на металле при взаимодействии с импульсным потоком плазмы

$$U(t) = \frac{j_0}{C} \gamma \frac{1}{t_\delta} \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \left\{ (t-\gamma) \exp\left(\frac{t}{\gamma}\right) + \gamma \right\} \quad (8.13)$$

Из выражения (8.13) следует, что электрическое напряжение внутри диэлектрической пленки, и, следовательно, электрическое поле в ней, пропорциональны току ионов из плазмы на поверхность пленки, и, следовательно, прямо пропорциональны плотности плазмы.

Далее будем анализировать варианты соотношений параметров $(RC, \tau_0, \gamma, t_\delta)$, входящих в выражение (8.13), которые определяют характерные времена взаимодействия плазменного потока с электродом, поверхность которого покрыта диэлектрической пленкой.

Рассмотрим в общем виде опцию 1, при которой времена взаимодействия плазмы с электродом t существенно меньше как характерного времени заряжения пленки RC , так и длительности импульса плазмы τ_0 : $t \ll RC \ll \tau_0, t_\delta$. Тогда получим следующие выражения для напряжения $U_1(t)$ и электрического поля $E_1 = U_1(t)/d$ внутри диэлектрической пленки:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{CR\tau_0}{\tau_0 - CR} \approx CR, \\ U_1(t) &= \frac{j_0}{C} \gamma \frac{1}{t_\delta} \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \left\{ (t - \gamma) \exp\left(\frac{t}{\gamma}\right) + \gamma \right\} \approx j_0 R \frac{t}{t_\delta}, \\ E_1(t) &= \frac{j_0 R}{d} \frac{t}{t_\delta}. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Из выражения (8.14) видно, что в течение коротких временных интервалов $t \ll RC \ll \tau_0$ взаимодействия плазмы с диэлектрической пленкой на электроде величина напряжения $U_1(t)$ внутри пленки и соответствующее электрическое поле $E_1(t)$ пропорциональны току ионов (плотности плазмы) и параметру t/t_δ , т. е. отношению времени взаимодействия к длительности переднего фронта плазмы. Величина электрического поля могла бы быть значительной при коротких временах фронта плазменного импульса t_δ . Однако импульс плазмы с коротким передним фронтом менее 1–3 мкс создать практически сложно, и, как правило, длительность переднего фронта составляет несколько микросекунд. При этом параметр $t/t_\delta \ll 1$, и величины напряжения $U_1(t)$ и электрического поля $E_1(t)$ малы по сравнению с возможными

значениями, достигаемыми при увеличении длительности плазменного импульса.

Рассмотрим в общем виде опцию 2, когда время взаимодействия плазмы с электродом t больше характерного времени CR заряжения диэлектрической пленки на электроде, а также больше как переднего фронта t_δ , так и длительности спада плазменного импульса $t \gg \tau_0 \gg CR$. Тогда из (13) получаем

$$U_2(t) \approx j_0 R \frac{\tau_0}{(\tau_0 - CR)} \frac{1}{t_\delta} \left\{ \left(t - \frac{CR\tau_0}{\tau_0 - CR} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) + \frac{CR\tau_0}{\tau_0 - CR} \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \right\}. \quad (8.15)$$

При $\tau_0 \gg RC$ из (8.15) получаем

$$\begin{aligned} U_2(t) &\approx j_0 R \frac{\tau_0}{(\tau_0 - CR)} \frac{t}{t_\delta} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \\ E_2(t) &\approx \frac{j_0 R}{d} \frac{\tau_0}{(\tau_0 - CR)} \frac{t}{t_\delta} \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right). \end{aligned} \quad (8.16)$$

Таким образом, из выражения (8.16) видно, что при больших значениях времени t , существенно превышающих характерное время заряжения пленки RC и длительность спада плазменного потока τ_0 , напряжение внутри пленки $U_2(t)$ и соответствующее электрическое поле $E_2(t)$ будут экспоненциально меньше в сравнении с соответствующими результатами опции 1.

Для нахождения оптимального режима взаимодействия плазмы с электродом, покрытым тонкой диэлектрической пленкой, выполним построение функции (8.14). Для конкретных расчетов возьмем параметры тонкой диэлектрической (оксидной) пленки на поверхности титана [42, 43], что обусловлено широким применением титановых изделий в медицине при протезировании костных тканей человека и животных [32]. Эта оксидная пленка, формируемая на титане в воздушной атмосфере, имеет толщину около $d \approx 10$ нм, при этом ее удельная электрическая емкость лежит в интервале

значений $C=1-3$ мкФ при величине сопротивления утечки около $R \approx 1$ Ом [42, 43] (здесь и ниже значения C и R даются для 1 см^2 поверхности пленки). Для этой пленки характерное время заряжения находится в диапазоне $CR=1-3$ мкс. При значениях плотности плазмы $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и параметра $e\Psi_0/T_e = 10$ из выражения (8.8) следует, что максимальный ионный ток на электрод составляет величину около $J_{i0\text{max}} \approx 16 \text{ А}$ (8). Для построения графиков эволюции во времени напряжения внутри оксидной пленки возьмем значения длительности переднего фронта плазменного потока $t_\delta = 5$ мкс и времени экспоненциального спада плазменного потока $\tau_0 = 5$ мкс, характерных для экспериментов по возбуждению микроплазменных разрядов на различных металлах [13–16, 19–26]. Результаты расчетов напряжения внутри оксидной пленке на титане при взаимодействии с плазменным потоком с амплитудой импульса плазмы плотностью 10^{13} см^{-3} представлены на рис. 8.2.

Из представленных графиков видно, что для используемых характерных параметров тонкой диэлектрической оксидной пленки на титане для длительности импульса плазмы $\tau_0 = 5$ мкс при плотности около $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с уменьшением параметра заряжения пленки CR в 3 раза от 3 до 1 мкс происходит небольшое возрастание электрического напряжения внутри пленки с 5 до 6 В. Таким образом, величина диэлектрической проницаемости оксидной пленки, входящая в расчеты удельной емкости пленки, несущественна, т. е. слабо зависит от материала пленки. Несмотря на небольшую величину максимальных напряжений 5–6 В внутри оксидной пленки толщиной 10 нм, возникают сильные электрические поля 5–6 МВ/см (табл. 2). При этом для импульсного потока плазмы с передним фронтом $t_\delta = 5$ мкс и характерным временем экспоненциального спада $\tau_0 = 5$ мкс имеется оптимальный временной интервал $t_{opt} \approx 6-8$ мкс, при котором достигается максимальное

напряжение в пленке и, следовательно, максимальное значение электрического поля внутри нее.

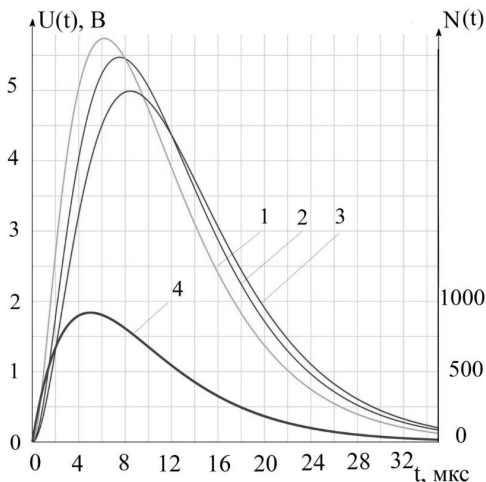


Рис.8.2 Графики электрического напряжения $U(t)$ (левая шкала), возникающего внутри тонкой оксидной пленки толщиной $d \approx 10$ нм на титановом электроде при взаимодействии с плазменным потоком с максимальной плотностью $n_i \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для трех значений характерного времени заряжения пленки RC : 1 мкс (1), 2 мкс (2), 3 мкс (3). Форма импульса плазмы с относительной плотностью $N(t) = n_i(t)/n_*$ (4), правая шкала, нормировочная величина $n_* = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Значение параметра $e\Phi_0/T_e = 10$.

Таблица 8.2 Результаты расчетов максимальных значений напряжения U_{\max} , электрического поля E_{\max} и моментов времени t_{opt} их достижения внутри оксидной пленки толщиной 10 нм на титане при плотности невозмущенной плазмы $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

No	τ_0 , мкс	t_δ , мкс	RC , мкс	$U_{\max} = U(t = t_{opt})$, В	t_{opt} , мкс	$E_{\max}(t = t_{opt})$, МВ/см
1	5	5	1	5.8	6	5.8
2	5	5	2	5.5	7.8	5.5
3	5	5	3	5.0	8.2	5.0

Данные, представленные на графиках рис. 8.2, табл. 8.2 и выражения (8.16), показывают, что можно изменять величину электрического поля внутри оксидной пленки, варьируя плотность плазмы в потоке. Поскольку величина электрического поля в пленке пропорциональна плотности плазмы, то уменьшение плотности плазмы с $n_i = 10^{13}$ до 10^{12} см⁻³ снижает величину электрического поля на порядок, до 0.6 МВ/см, и это при пороговом значении электрического поля для пробоя оксидной пленки 1 МВ/см [42, 43] существенно уменьшает вероятность возбуждения микроплазменных разрядов.

Полученные данные можно использовать для создания оптимизированных источников плазменных потоков, применяемых для возбуждения микроплазменных разрядов на титане и других конструкционных металлах [44].

8.6 Заключение

Рассмотрены основные силы в плазме, определяющие потоки заряженных частиц на отрицательный металлический электрод, погруженный в полностью ионизованную изотропную плазму. Это силы, обусловленные градиентом локального электрического потенциала и градиентом давления плазмы. Определены уравнения для приближенного описания движения заряженных частиц в плазме как вблизи отрицательного электрода, так и вдали от него. Выполнены расчеты потоков заряженных частиц на отрицательный электрод для значений его потенциала от 30 В до 150 В при электронной температуре плазмы 10 эВ.

Показано, что при малых значениях электрического потенциала электрода $e\Psi_0/T_e \approx 1$ вблизи его поверхности плотность ионов существенно превосходит плотность электронов. При увеличении потенциала электрода Ψ_0 и параметра $e\Psi_0/T_e \rightarrow 100$ величины плотностей электронов и ионов сближаются.

Показано, что существенную роль в процессе взаимодействия плазменного потока с металлическим электродом, покрытым тонкой диэлектрической пленкой, играет процесс заряжения внешней поверхности пленки потоком положительных ионов из плазмы. Исследована эволюция во времени электрического напряжения $U(t)$ внутри тонких (с естественной толщиной около 10 нм) диэлектрических пленок на титане для нескольких значений длительности импульсов плазмы. Показано, что при взаимодействии титана с естественной оксидной пленкой с плазмой плотностью $n_i = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в результате заряжения поверхности пленки потоком ионов из плазмы, внутри пленки возникают сильные электрические поля около 6 МВ/см за характерные времена 5–8 мкс. Уменьшение плотности плазмы с $n_i = 10^{13}$ до 10^{12} см^{-3} снижает величину электрического поля на порядок, и, тем самым, существенно уменьшает вероятность возбуждения микроплазменных разрядов.

Полученные выражения и числовые данные являются важными для определения минимальных физико-технических требований к плазменным потокам для возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности металлов и сплавов, покрытых тонкой диэлектрической пленкой.

Рассмотренные процессы важны для понимания явлений дугообразования на стенках вакуумных камер установок с высокотемпературной плазмой (токамаков и стеллараторов), при этом электрический потенциал плазмы является положительным по отношению к потенциалу стенок.

Процессы возбуждения и поддержания микроплазменных разрядов на титане с естественной оксидной пленкой на поверхности имеют перспективу использования для формирования прочного микрорельефа на изделиях из титана, что обусловлено их широким применением в медицине, включая протезирование костных тканей человека и животных.

Литература к раздел 8

1. De La Cal E., Gauthier E. // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 2005. V. 47. P. 197. Doi: 10.1088/0741-3335/47/2/001.
2. Kremeyer T., König R., Brezinsek S., Schmitz O., Feng Y., Winters V., Rudischhauser L., Buttenschön B., Brunner K.J., Drewelow P. et al. // *Nuclear Fusion*. 2022. V. 62. P. 036023. Doi: 10.1088/1741-4326/ac4ac6.
3. Plasma clean with high quality plasma cleaning and etching systems, <https://www.plasmaetch.com>.
4. Sun T., Blanchard P.-Y., Mirkin M.V. // *Analytical Chem.* 2015. V. 87. P. 4092. Doi: 10.1021/acs.analchem.5b00488.
5. Bhat N.V., Upadhyay D.J. // *J. Applied Polymer Sci.* 2002. V. 86. P. 925. Doi: 10.1002/app.11024.
6. Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Иванов В. А., Кобышев М. Е. // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2009. № 5. С. 10. https://www.mashin.ru/files/trenie_05-09_1_48.pdf.
7. Иванов В. А., Кобышев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. // Трение и износ. 2009. Т. 30. С. 396.
8. Иванов В. А. // Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. С. 343. https://advance.orion-ir.ru/UPF-22/4/UPF-10-4-343_RU.pdf.
9. Ivanov V. A. // *Plasma Phys. Reps.* 2023. V. 49. P. 284. Doi: 10.1134/S1063780X22601365.
10. Месяц Г. А. Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 424 с.
11. Месяц Г. А. Эктон. Часть 1. – Екатеринбург: УИФ «НАУКА», 1993.
12. Сахаров А. С., Иванов В. А. // Успехи прикладной физики. 2016. Т. 4. С. 150. <https://advance.orion-ir.ru/UPF-16/2/UPF-4-2-150.pdf>.
13. Иванов В. А., Кобышев М. Е., Сахаров А. С. // Прикладная физика. 2006. № 6. С. 114. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-06/06-6/PF-06-6-114.pdf>.
14. Иванов В. А. // Прикладная физика. 2001. № 2. С. 5.

15. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. // Plasma Phys. Reps. 2008. V. 34. P. 150. Doi: 10.1134/S1063780X08020074.
16. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. // Proceed. the XXIII-rd Internat. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (Bucharest, Romania, September 15–19, 2008) V. 2. C. 575.
17. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Терещенко М. А., Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Сатунин С. Н. // Успехи прикладной физики. 2024. Т. 12. С. 109. https://advance.orion-ir.ru/UPF-24/2/UPF-12-2-109_RU.pdf.
18. Ivanov V.A., Konyzhev M.E., Tereshchenko M. A., Dorofeyuk A. A., Kamolova T. I., Satunin S. N. // Plasma Phys. Reps. 2024. V. 50. P. 865. Doi: 10.1134/S1063780X24601056.
19. Иванов В. А., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Коньжев М. Е. // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2008. № 3. С. 84.
20. Иванов В.А., Коньжев М.Е., Сатунин С.Н., Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г. // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 62. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-08/08-6/PF-08-6-62.pdf>.
21. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Спирин А. А., Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Залавутдинов Р.Х. // Прикладная физика. 2006. № 6. С. 97. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-06/06-6/PF-06-6-97.pdf>.
22. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Спирин А. А., Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Залавутдинов Р.Х. // Прикладная физика. 2007. № 6. С. 60. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-07/07-6/PF-07-6-60.pdf>.
23. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Зимин А. М., Тройнов В.И., Камолова Т.И., Летунов А.А. // Прикладная физика. 2012. № 6. С. 133. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-12/12-6/PF-2012-6-133.pdf>.
24. Ivanov V.A., Konyzhev M. E., Zimin A. M., Troinov V.I., Kamolova T.I., Letunov A.A. // Plasma Phys. Reps. 2013. V. 39. P. 1114. Doi: 10.1134/S1063780X13070143.

25. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Зимин А. М., Тройнов В.И., Камолова Т.И., Летунов А.А. // Прикладная физика. 2014. № 1. С. 21. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-14/14-1/PF-14-1-21.pdf>.
26. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Зимин А. М., Тройнов В.И., Камолова Т.И., Летунов А.А. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. С. 31. <https://advance.orion-ir.ru/UPF-14/1/UPF-2-1-31.pdf>.
27. Установка для напыления тонких металлических и диэлектрических пленок методом магнетронного распыления и электронно-лучевого испарения. <https://www.lebedev.ru/ru/oborudovanie/technological/item/4-ustanovka-dlya-napyleniya-tonkikh-metallicheskih-i-dielektricheskikh-plenok-metodom-magnetronnogo-raspyleniya-i-elektronno-luchevogo-isparyeniya.html>.
28. Puurunen R. L. // J. Applied Phys. 2005. V. 97. P. 121301. Doi: 10.1063/1.1940727.
29. Malygin, A. A. // J. Industrial and Engineering Chem. (Seoul, Republic of Korea), 2006. V. 12. P. 1. Doi: 10.1002/chin.200646227.
30. Рембеза С. И., Рембеза Е. С., Свистова Т. В. Кошелева Н.Н. Синтез и свойства металлооксидных пленок: монография [Электронный ресурс]. Воронеж: ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет», 2017. 177 с.
31. Textor M., Sittig C., Frauchiger V., Tosatti, S. Brunette D. M. // Titanium in Medicine. Engineering Materials. Berlin, Heidelberg: Springer, 2001. P. 171. Doi: 10.1007/978-3-642-56486-4_7.
32. Sittig C., Textor M., Spencer N. D., Wieland M., Vallotton P.H. // J. Materials Sci.: Materials in Medicine. 1999. V. 10. P. 35. Doi: 10.1023/a:1008840026907.
33. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V.G., Sakharov A.S., Dorofeyuk A.A., Kamolova T.I., Satunin S.N., Letunov A.A. // Plasma Phys. Repts. 2011. V. 37. P. 1230. Doi: 10.1134/S1063780X11060109.
34. Куksenova Л. И., Лаптева В. Г., Алексеева М. С., Иванов В.А., Коньжев М.Е. // Современные технологии модифицирования поверхностей деталей машин / Ред. Москвитин Г.В. М.: ЛЕНАРД, 2013. С. 298.

35. Иванов В. А., Коныжев М. Е., Дорофеев А. А., Камолова Т. И., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. // Прикладная физика. 2014. № 6. С. 38. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-14/14-6/PF-14-6-38.pdf>.
36. Димитрович Д. А., Бычков А. И., Иванов В. А. // Прикладная физика. 2009. № 2. С. 35. <https://applphys.orion-ir.ru/appl-09/09-2/PF-09-2-35.pdf>.
37. Биттенкорт Ж. А. Основы физики плазмы. М.: Физматлит, 2009. 584 с.
38. Bohm D. I. // The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields / Eds. R. K. Guthrie, A. Wakerling. New York: McGraw-Hill, 1949. P. 77.
39. Mott-Smith H. M., Langmuir I. // Phys. Rev. 1926. V. 28. P. 727. Doi: 10.1103/PhysRev.28.727.
40. Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V. 33. P. 954. Doi: 10.1103/Phys.Rev.33.954.
41. Chen F. // Plasma Diagnostic Techniques / Eds. R. H. Huddlstone, S. L. Leonard. New York–London: Academic Press, 1965.
42. Троян П. Е., Каранский В. В. // Доклады ТУСУРа. 2017. Т. 20. С. 152. Doi: 10.21293/1818-0442-2017-20-3-152-154.
43. Троян П.Е. Электрическая формовка тонкоплёночных структур металл–диэлектрик–металл в сильных электрических полях / П. Е. Троян, Ю. В. Сахаров. Томск: Изд. Том. гос. ун-та, 2013. 248 с.
44. Ivanov V.A., Tereshchenko M.A., Konyzhev M.E., Kamolova T.I., Dorofeyuk A.A. Generating a Strong Electric Field in a Dielectric Film on a Metal Surface during Interaction with a Pulsed Plasma Flow // Plasma Physics Reports, 2025, Vol.51, No.7, pp.822-829. DOI 10.1134/S1063780X25603207

Раздел 9. Формирование сильного электрического поля, приводящего к возбуждению микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки на металле в потоке плазмы

В данном разделе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов, приводящих к возбуждению микроплазменных разрядов на поверхности металла, частично покрытого тонкой диэлектрической пленкой, при облучении потоком плазмы. Экспериментально показано, что микроплазменные разряды легко возникают на границе раздела между открытой поверхностью металла и областью, покрытой диэлектрической пленкой. При плотности плазмы около 10^{12} см^{-3} исследован процесс возбуждения микроплазменных разрядов в зависимости от толщины диэлектрической пленки, нанесенной на металл. Показано, что при толщине диэлектрической пленки около 1 мкм вероятность процесса возбуждения микроплазменных разрядов близка к единице. При уменьшении толщины пленки до 10 нм, также как и при увеличении толщины до 10 мкм, вероятность возбуждения микроплазменных разрядов снижается более чем на порядок. Разработан двумерный кинетический численный код, позволяющий моделировать процессы формирования дебаевского слоя и генерации сильного электрического поля вблизи края диэлектрической пленки конечной толщины на металле в потоке плазмы для различных конфигураций среза пленки. Показано, что максимальное значение тангенциальной компоненты электрического поля достигается на срезе пленки и составляет $E_{\text{max}} \approx |\phi_0|/2d$, где ϕ_0 – отрицательный электрический потенциал, приложенный к металлу, d – толщина пленки, что для типичных условий экспериментов по возбуждению микроплазменных разрядов на металле ($\phi_0 \approx -400 \text{ В}$, $d \approx 1 \text{ мкм}$) дает величину $E_{\text{max}} \approx 2 \text{ МВ/см}$. Результаты кинетического моделирования подтверждают качественные представления о механизме формирования сильного электрического поля, приводящего к возбуждению микроплазменных разрядов

на краю диэлектрической пленки на металле в потоке плазмы, и согласуются с экспериментальными данными.

9.1 Введение

Явление микроплазменного разряда на поверхности металлов в потоке плазмы [1] имеет широкие перспективы в области создания новых особо прочных композитных материалов и износостойких сильно нагруженных подшипников скольжения, которые могут найти применение в машиностроении [2–6], авиации [7–12] и других отраслях промышленности. Модификация поверхностных свойств металлов с помощью микроплазменных разрядов может применяться в медицине, прежде всего, в ортопедии и стоматологии [13, 14]. Эти возможные применения связаны с тем, что в результате взаимодействия микроплазменных разрядов с металлами происходит существенное повышение износостойкости поверхностных слоев металлов и сплавов [3–6], обусловленное формированием прочного микрорельефа [2, 10], параметрами которого можно управлять. Помимо продолжения прикладных исследований, микроплазменные разряды необходимо изучать также с точки зрения исследования фундаментальных процессов, происходящих при взаимодействии микроплазменных разрядов с металлами [15–18]. Углубленное изучение свойств микроплазменных разрядов и выявление базовых механизмов формирования прочного микрорельефа на поверхности металлов в результате возбуждения микроплазменных разрядов на их поверхности будут способствовать успешному применению этих результатов в различных приложениях.

Как правило, металлы и сплавы покрыты тонкими естественными диэлектрическими (оксидными) пленками, наличие которых существенно облегчает возбуждение микроплазменных разрядов, особенно при наличии краев или разрывов пленки. Возможно также искусственное нанесение диэлектрических пленок на металлы. Микроплазменный разряд возникает в результате того, что при взаимодействии однородного импульсного потока достаточно редкой низкотемпературной плазмы (плотность плазмы около

10^{12} см^{-3} , электронная температура $\approx 10 \text{ эВ}$, длительность потока 10-30 мкс) с металлом, на поверхность которого нанесена тонкая диэлектрическая пленка с толщиной около 1 мкм, внешняя поверхность пленки заряжается и приобретает положительный электрический потенциал порядка нескольких сотен вольт относительно металла, находящегося под отрицательным потенциалом. При этом между поверхностью диэлектрической пленки и открытой поверхностью металла возникают электрические поля, превышающие 1 МВ/см. Такие сильные электрические поля инициируют сначала поверхностный пробой [19, 20] по краю диэлектрической пленки [15–17], а затем плотная плазма электрического поверхностного пробоя с плотностью до 10^{20} см^{-3} и электронной температурой $\approx 1 \text{ эВ}$ [21–26] вызывает взрывную электронную эмиссию из металла с образованием сверхплотной плазмы катодного пятна на металле [24–26]. Эти процессы и составляют суть микроплазменного разряда на металле, который может существовать даже в условиях, когда первоначальный внешний плазменный поток уже прекратился. Возбуждение новых микроплазменных разрядов уже в отсутствии внешней инициирующей плазмы осуществляется самими микроразрядами, плазма которых, заряжая поверхность диэлектрической пленки, инициирует новые микроплазменные разряды [27, 28].

В местах локализации микроплазменных разрядов происходит быстрое (за времена менее 1 мкс) локализованное плавление металла. Исследования динамики микроплазменных разрядов показали, что скорость их движения по поверхности металла для толстых пленок ($\sim 1 \text{ мкм}$) обычно составляет несколько м/с, а для тонких диэлектрических пленок ($\sim 0.01 \text{ мкм}$) может достигать десятки и сотни м/с [29–30]. Большая скорость перемещения микроплазменных разрядов по поверхности приводит к быстрому остыванию локально расплавленной области металла за счет отвода тепла вглубь холодного металла. Эти явления быстрого плавления и остывания (скорость остывания более 10^6 К/с) создают условия для реализации "сверхбыстрой" закалки металла. В местах локализации микроплазменных разрядов образуется

плазма с высокой концентрацией заряженных частиц до 10^{20} см⁻³ и электронной температурой 1 эВ [29–31]. Возникающее при этом высокое давление (порядка 10^7 Па [32]) плазмы, газа и паров, нагретых до температуры в несколько тысяч градусов [14], над расплавленной поверхностью металла приводит к возникновению микро- и нанократеров в расплаве металла. При быстром смещении локализованного микроплазменного разряда по поверхности металла происходит его быстрое охлаждение и затвердевание, при этом возникает специфическая структура поверхностного слоя в виде перекрывающихся кратеров. Таким образом, формируется сплошной прочный микрорельеф на поверхности металла. Характерные поперечные размеры кратеров лежат в широком интервале величин от нескольких нанометров до десятков микрометров, а характерная высота возникающего микрорельефа находится в интервале значений 1–10 мкм и зависит от параметров электрического импульса, поддерживающего микроплазменный разряд.

Быстрое плавление металла в областях локализации микроплазменных разрядов и его последующее быстрое охлаждение и отвердевание в результате отвода тепла вглубь изделия приводит к переходу приповерхностного слоя металла в упрочненное состояние за счет образования в этом слое мелкокристаллической структуры и новой формы текстуры металла. При этом в слоях, расположенных на глубинах более 20 мкм от поверхности, структура металла остается неизменной.

Цели данного раздела состояли в следующем:

- описать экспериментальные исследования процесса возбуждения микроплазменных разрядов при взаимодействии потока плазмы с поверхностью металла, частично покрытого диэлектрической пленкой с толщиной от 0.01 до 12 мкм;

- представить экспериментальные исследования процесса возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности металла с диэлектрической пленкой в зависимости от электрического напряжения на металле;

- дать представление о построении компьютерного кода на основе метода частиц для расчета структуры и величины электрического поля, возникающего вблизи края диэлектрической пленки конечной толщины на поверхности металла при взаимодействии с внешним потоком плазмы;

- дать сравнение экспериментальных данных с результатами компьютерного моделирования процессов взаимодействия потока внешней плазмы с поверхностью металла, частично покрытого диэлектрической пленкой.

9.2 Экспериментальная установка и методы исследований

Исследования процессов возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности титановых образцов проводились на установке “Сфера” [13] (рис. 9.1).

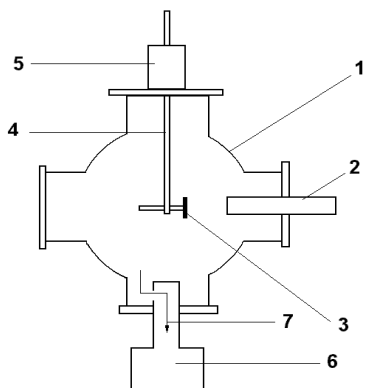


Рис. 9.1 Схема экспериментальной установки "Сфера": 1 – вакуумная камера, 2 – плазменный инжектор, 3 – образец на держателе, 4 – шток вакуумного манипулятора, 5 – вакуумный манипулятор, 6 – вакуумный насос, 7 – откачка.

В экспериментах использовались образцы из технического титана ВТ1, имеющего в составе следующие элементы: титан (Ti) – 99.52%, железо (Fe) – 0.18%, кремний (Si) – 0.10%, углерод (C) – 0.07%, кислород (O) – 0.12%, водород (H) – 0.01%. Исходные образцы из титана имели форму цилиндра диаметром 8 мм и высотой 8 мм. Торцевая поверхность образцов подвергалась высококачественной поверхностной обработке с финишным полированием алмазной пастой для достижения шероховатости поверхности с характерным

размером выступов менее 0.05 мкм. Далее образцы проходили стандартную химическую обработку сначала уайт-спиритом, затем ацетоном и, наконец, этанолом. Диэлектрическая пленка наносилась на торцевую поверхность образцов различными способами. Толстые диэлектрические пленки из кварца толщиной от 1 до 12 мкм наносились методом его нагревания и испарения электронным пучком при температуре 1750 °С в высоком вакууме. При этом кварцевая пленка осаждалась в центре торцевой поверхности титанового образца, поддерживаемого при температуре 200°С, в результате прохождения молекул испаренного кварца через плотно прилегающую к поверхности образца металлическую маску с проходным диаметром 4 мм (Рис. 9.2).



Рис. 9.2 Фотография торцевой поверхности титанового образца диаметром 8 мм с нанесенной диэлектрической кварцевой пленкой в центре диаметром 4 мм.

Измерения толщины осажденной кварцевой пленки производились непосредственно в установке в процессе напыления пленки с помощью оптического интерферометра на основе одномодового полупроводникового лазера при нормальном падении зондирующего луча лазера на торцевую поверхность образца с пленкой. Толщина пленки на образце после завершения процесса напыления измерялась также с помощью профилограф-профилометра, при этом результаты измерений толщины с помощью интерферометра и профилографа оказались совпадающими в пределах систематических погрешностей применяемых приборов. Диэлектрические пленки оксида титана толщиной около 1 мкм создавались на образцах путем термического отжига образцов из титана в воздушной атмосфере при температуре 400 °С в течение 60 минут. При уменьшении времени отжига

образца от 60 минут до 6 минут на поверхности титанового образца можно было создавать диэлектрические оксидные пленки толщиной от 1 мкм до 0.1 мкм. Более тонкие диэлектрические пленки создавались путем нанесения тонкого слоя воды на поверхности титановых образцов и последующего высушивания в атмосфере воздуха при температуре 25°C. Толщины диэлектрических оксидных пленок, полученных таким образом, составляли 0.1–0.02 мкм. В этом случае толщины образовавшихся оксидных пленок измерялись с помощью растрового электронного микроскопа при нагреве краев пленок сфокусированным электронным пучком непосредственно в микроскопе в высоком вакууме. В этих условиях происходило отшелушивание тонких оксидных пленок от поверхности металла, и в микроскопе можно было наблюдать и измерять толщину такой пленки. На поверхности титановых образцов после финишной полировки и химической очистки имелись окисные пленки естественного происхождения с характерной толщиной около 0.001 мкм, которые формировались вследствие взаимодействия титана с кислородом воздуха. Толщины таких сверхтонких пленок рассчитывалась из соотношения атомов титана и атомов кислорода, находящихся на поверхности титанового образца при возбуждении характеристических линий *K* и *L* электронных оболочек этих атомов электронным пучком непосредственно в растровом электронном микроскопе в вакууме. Эта естественная толщина оксидной пленки на титане практически не зависит от времени нахождения образцов в атмосфере воздуха и составляет не более 6 нм при длительности контакта образца с воздухом около 120 дней и более.

В вакуумной установке “Сфера” импульсный поток плазмы создавался цилиндрическим плазменным инжектором в результате высоковольтного электрического разряда по поверхности полиметилметакрилата (амплитуда импульса электрического напряжения 7 кВ, электрический ток разряда 1.5 кА, длительность знакопеременного импульса 15 мкс). Поток плазмы состоял в основном из ионов водорода (90–80%) и ионов углерода (10–20%), а доля более тяжелых ионов составляла менее 1% [20]. Плотность плазмы и температура

электронов в потоке измерялись с помощью ленгмюровских зондов. Электронная температура составляла около 10 эВ и практически не изменялась в течение длительности импульса, а плотность плазмы уменьшалась обратно пропорционально квадрату расстояния от среза инжектора. Так, на расстоянии 2.5 см максимальная плотность плазмы в потоке составляла около 10^{13} см^{-3} , а на расстоянии 10 см плотность плазмы снижалась до $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Минимальная пороговая плотность плазмы в потоке, необходимая для устойчивого возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности титанового образца с нанесенной диэлектрической пленкой толщиной около 1 мкм составляла $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, при этом возбуждение микроплазменных разрядов происходило на фронте плазменного потока в пределах длительности 5 мкс. Снижение плотности плазмы в потоке ниже 10^{11} см^{-3} приводило к сдвигу во времени момента возбуждения разрядов от начала к концу импульса плазмы. В этом случае задержки момента возбуждения составляли более 10 мкс, при этом существенно снижалась вероятность возбуждения разрядов со 100% при плотности плазмы $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ до нескольких процентов при плотности менее 10^{11} см^{-3} .

В представляемых экспериментах плотность импульсного потока водородно-углеродной плазмы при ее взаимодействии с образцами из титана с нанесенной диэлектрической пленкой были существенно выше порогового значения: максимальная плотность плазмы в потоке в области размещения образцов составляла $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, длительность импульсного потока плазмы по уровню 0.1 от максимальной плотности ≈ 20 мкс, длительность переднего фронта импульса плазмы ≈ 5 мкс, скорость распространения потока плазмы от инжектора к образцу – $5 \cdot 10^6$ см/с, электронная температура плазмы в плазменном потоке составляла около 10 эВ [20]. Характерные осциллограммы импульса ионного тока насыщения плазмы вблизи образцов и импульс тока в плазменном инжекторе представлены соответственно на рис. 9.3.

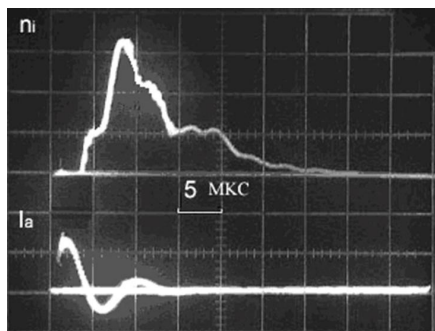


Рис. 9.3 Осциллограммы импульса ионного тока насыщения плазмы вблизи поверхности образца (n_i) и импульса электрического тока в плазменном инжекторе (I_a).

При воздействии плазменного потока на образец на границе открытой поверхности металла и диэлектрической пленки возбуждались микроплазменные разряды (МПР). Быстрое перемещение МПР вдоль границы пленки создавало яркое светящееся кольцо, фотография которого представлена на рис. 9.4.

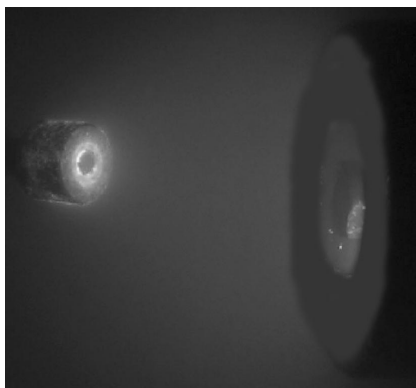


Рис. 9.4 Фотография микроплазменных разрядов, возникающих на титановом образце (слева) на границе диэлектрической пленки (темный круг на торце образца) и открытой поверхности металла. Срез плазменного инжектора, создающего поток плазмы на образец (справа).

В процессе возбуждения микроплазменных разрядов регистрировались осциллограммы импульсного электрического тока микроплазменных разрядов через образец $I(t)$ с почти постоянной амплитудой $I \approx 200$ А при длительностях импульсов тока от 1 до 20 мс и электрического потенциала $U(t)$ на образцах (рис. 9.5). Установлено, что в отсутствие возбуждения микроплазменных

разрядов через образец его электрический потенциал составлял -400 В, а при возбуждении разряда и при протекании электрического тока электрический потенциал снижался до -30 В.

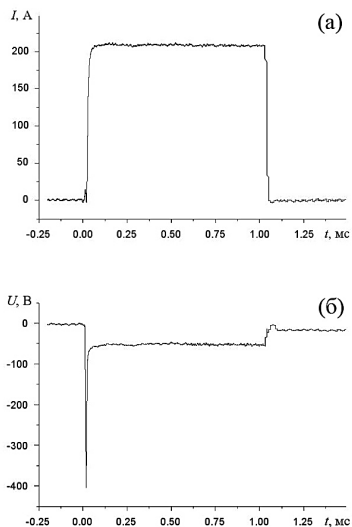


Рис. 9.5 Осциллограммы импульсов электрического тока (а) и падения напряжения на образце (б) при возбуждении микроплазменных разрядов на титане импульсом напряжения длительностью 1 мс.

При протекании электрического тока основное падение напряжения 370 В происходит на балластном сопротивлении, включенном последовательно с образцом. Исследования проводились в основном режиме при значениях амплитуды тока 200 А и длительностях импульсов $1-20$ мс. В результате возбуждения нескольких импульсов микроплазменных разрядов в области их локализации поверхность титанового образца переплавлялась и приобретала микрорельеф, при этом металл полностью очищался от диэлектрической пленки (рис. 9.6). Изучался процесс возбуждения микроплазменных разрядов в зависимости от толщины нанесенной диэлектрической пленки при длительности микроплазменных разрядов 1 мс. При такой достаточно короткой длительности разряда испарялась относительно небольшая площадь диэлектрической пленки. При этом условия возбуждения микроплазменных разрядов слабо менялись от импульса к импульсу. Образец с толщинами диэлектрической пленки $1-2$ мкм подвергался воздействию 20 импульсов внешнего потока плазмы плотностью

$8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при амплитуде напряжения (электрического потенциала относительно стенок вакуумной камеры), приложенного к образцу $\phi_0 = -450 \text{ В}$.

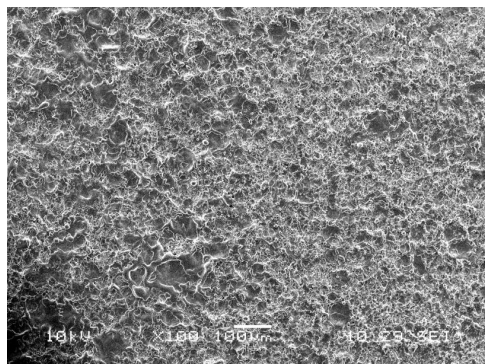


Рис. 9.6 Фрагмент поверхности титанового образца с микрорельефом, сформированном под действием импульсов микроплазменных разрядов с током 200 А и длительностью 20 мс. Размер по горизонтالي около 1 мм.

При этом вероятность возбуждения микроплазменных разрядов составляла величину, близкую к 100%. При использовании образцов с толщинами пленок 4 мкм и более, вплоть до толщины 12 мкм, вероятность возбуждения микроплазменных разрядов снижалась с увеличением толщины диэлектрической пленки. При толщинах более 12 мкм вероятность возбуждения составляла величину менее 0.3% при количестве создаваемых инжектором импульсных потоков плазмы более 300 (Рис. 9.7). При использовании образцов с пленками толщиной менее одного микрометра и с более тонкими диэлектрическими пленками вероятность возбуждения микроплазменных разрядов также падала от величины близкой к 100% при толщинах пленки 0.2–1 мкм до менее 0.3% при толщинах ниже 0.01 мкм (рис. 9.7).

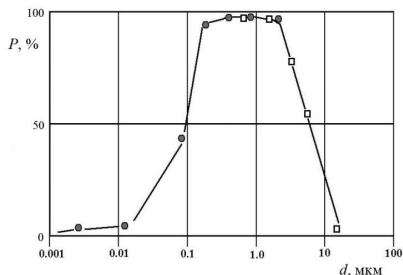


Рис. 9.7 Вероятность P возбуждения микроплазменных разрядов на образцах из титана с нанесенной диэлектрической пленкой различной толщины. Круглые точки соответствуют пленке из TiO_2 , квадратные точки – из оксида кремния SiO_2 . Максимальная концентрация электронов в потоке плазмы $n_e = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, приложенное к образцу напряжение $\phi_0 = -450 \text{ В}$.

Для технологических задач важна вероятность возбуждения микроплазменных разрядов в зависимости от начального напряжения на образце. Эта зависимость изучалась при высокой плотности плазмы внешнего потока около $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, существенно выше порогового значения $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. График вероятности возбуждения разрядов на титановом образце с диэлектрической пленкой из оксида титана с оптимальной толщиной 1 мкм в зависимости от амплитуды импульсного напряжения $|\phi_0|$, приложенного к образцу, приведен на рис. 9.8.

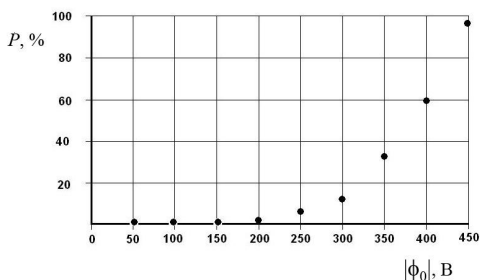


Рис. 9.8 Вероятность $P\%$ возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности титанового образца с нанесенной диэлектрической оксидной пленкой толщиной 1 мкм в зависимости от амплитуды импульса электрического напряжения, подаваемого на образец. Максимальная концентрация электронов в потоке плазмы $n_e = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Из представленного графика видно, что вероятность возбуждения микроплазменных разрядов близка к 100% при $|\phi_0|$ выше 400 В. Снижение напряжения до 350 В приводит к существенному (до 30%) уменьшению вероятности возбуждения микроплазменных разрядов. При $|\phi_0| = 200 \text{ В}$ вероятность возбуждения составляет менее 1%, а для $|\phi_0| < 150 \text{ В}$ эта вероятность существенно менее 0.1%.

9.3 Качественный анализ механизма возбуждения микроплазменных разрядов вблизи края диэлектрической пленки на металле

Существенным фактором, определяющим взаимодействие плазмы с металлом, является электрическое поле, возникающее вблизи его поверхности в слое толщиной порядка дебаевского радиуса $r_D = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$, где T_e – электронная температура плазмы, n_e – плотность электронов, e – заряд электрона. Для поверхности, находящейся под плавающим потенциалом относительно плазмы ($\phi \sim -T_e/e$), характерная величина электрического поля в дебаевском слое равна $E^* = T_e/er_D = (4\pi m_e T_e)^{1/2}$. Так как в экспериментах [7-11] поток плазмы от инжектора характеризуется электронной плотностью $n_e = (0.5-10) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой $T_e \approx 10 \text{ эВ}$, то дебаевский радиус составляет 8–35 мкм, и, соответственно, величина электрического поля E^* , рассчитанная по классической формуле, составляет 3–12 кВ/см. Такие электрические поля малы, чтобы инициировать явления типа электронной автоэмиссии или взрывной электронной эмиссии с гладкой поверхности металла с образованием плазмы, поскольку для такого рода процессов необходимы электрические поля более 1–10 МВ/см [33].

Приложение большого (по сравнению с электронной температурой) отрицательного (относительно плазмы) электрического потенциала ϕ_0 к металлической поверхности (катоде) (рис. 9а) качественно не меняет ситуацию, поскольку толщина дебаевского слоя быстро возрастает с ростом напряжения между плазмой и катодом (рис. 9.9) и, соответственно, напряженность поля на металле растет очень медленно с ростом напряжения (при $|\phi_0|/T_e \rightarrow \infty$ толщина слоя растет как $l \sim |\phi_0|^{3/4}$, т.е., поле нарастает как $E \sim |\phi_0|/l \sim |\phi_0|^{1/4}$ [15, 16]).

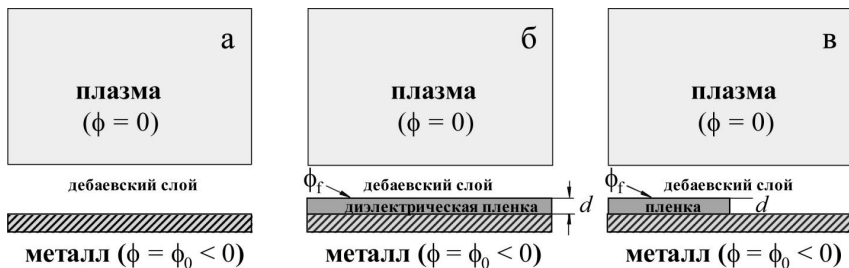


Рис. 9.9. Схематические изображения системы плазма–металл: а) – в отсутствие диэлектрической пленки, б) – при наличии сплошной диэлектрической пленки на металле, в) – при наличии диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла.

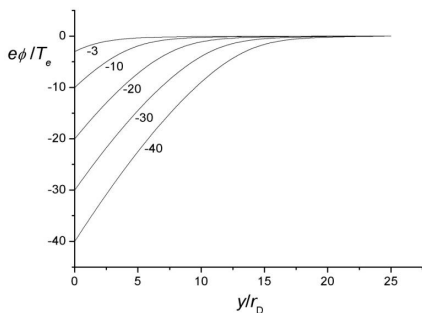


Рис. 9.10 Распределения электрического потенциала в дебаевском слое, формирующемся в области контакта водородной плазмы ($\phi = 0$) с отрицательно заряженной металлической поверхностью ($\phi_0 < 0$), для различных значений ϕ_0

Расчеты показывают, что при напряжении на катоде $\phi_0 = -40T_e/e$ (что в условиях наших экспериментов соответствует $\phi_0 = -400$ В) напряженность поля на поверхности металла возрастает по сравнению с E^* всего лишь примерно в 4 раза (рис. 9.11), т.е. $E \approx 12\text{--}50$ кВ/см, что также недостаточно для развития автоэлектронной и взрывной эмиссии. Ситуация однако принципиально изменяется при наличии тонкой ($d \ll r_D$) диэлектрической пленки на поверхности катода (рис. 9.9б). В этом случае поток положительных ионов из плазмы приводит к зарядке внешней поверхности пленки, в результате этого потенциал поверхности пленки постепенно нарастает от ϕ_0 до плавающего потенциала ϕ_f , при котором поток ионов на поверхность сравнивается с потоком электронов (для водородной плазмы $\phi_f \approx -3T_e/e$).

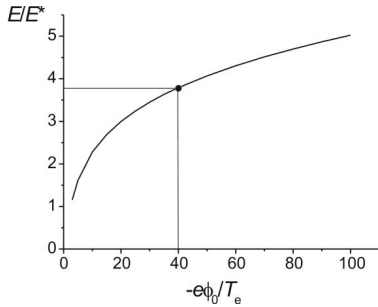


Рис. 9.11 Напряженность электрического поля вблизи металлической поверхности (катода) в зависимости от величины потенциала ϕ_0 , приложенного к катоду относительно водородной плазмы. Поле E нормировано на характерную величину электрического поля $E^* = T_e/er_D$ вблизи металла, находящегося под плавающим потенциалом относительно плазмы ($\phi_0 \approx 3T_e/e$).

Если потенциал металла (являющегося катодом) намного ниже плавающего потенциала ($|\phi_0| \gg |\phi|$), то практически все напряжение между плазмой и катодом оказывается приложенным к тонкой диэлектрической пленке, напряженность внутри которой достигает $E \approx |\phi_0|/d$. Для $\phi_0 = -400$ В имеем E [МВ/см] $\approx 4/d$ [мкм]. Таким образом, при достаточно малой толщине пленки ($d \leq 1$ мкм) напряженность поля внутри нее может достигать величин порядка $E \geq 1$ МВ/см, превышающих значение, необходимое для электрического пробоя в объеме диэлектрика ($E_v = 1-5$ МВ/см [34, 35]). Для более толстых пленок напряженность поля внутри диэлектрика оказывается недостаточной для объемного пробоя, но может превышать напряженность, необходимую для поверхностного пробоя ($E_s = 50-300$ кВ/см [34, 35]). Если это электрическое поле, действующее внутри диэлектрической пленки, выйдет каким-либо образом на поверхность диэлектрика (например, на боковые поверхности трещин, отверстий или других дефектов пленки), то возможно возникновение поверхностного электрического пробоя. Очевидно, что наиболее ярко выраженным "дефектом" пленки является ее край, т.е., граница между открытой поверхностью металла и поверхностью, покрытой диэлектрической пленкой (рис. 9.9в). Тогда возможно возбуждение микроплазменного разряда на краю диэлектрической пленки в потоке плазмы, которое происходит следующим образом. Внешняя поверхность пленки заряжается до плавающего

потенциала ϕ_t , в то время как открытая поверхность катода остается под потенциалом ϕ_0 . Образующийся перепад напряжения $\delta\phi = \phi_t - \phi_0$ на краю пленки приводит к поверхностному пробое. В результате пробоя на краю пленки образуется сгусток плотной плазмы с плотностью $n_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 1 \text{ эВ}$ и дебаевским радиусом $r_D \sim 10^{-7} \text{ см}$ [33-35]. Соответствующее поле в области контакта этой плазмы с поверхностью металла составляет $E \sim T_e/er_D \sim 10 \text{ МВ/см}$. Такое сильное поле уже может приводить к развитию взрывной эмиссии с образованием микродугового разряда на краю пленки, т.е. к возбуждению микроплазменного разряда.

9.4 Численное моделирование процесса формирования сильного электрического поля на краю диэлектрической пленки

Для того чтобы более подробно исследовать процесс формирования сильного электрического поля на краю диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла облучаемого потоком плазмы, было проведено численное моделирование. Задача решалась в следующей постановке. Поверхность металлического катода расположена в плоскости $y = 0$. В области $x < 0$ катод покрыт диэлектрической пленкой с толщиной d и диэлектрической проницаемостью ε . Начиная с момента времени $t = 0$, на катод со стороны положительных значений y натекает однородный поток плазмы, приводящий к зарядке поверхности пленки. Плотность квазинейтральной плазмы при $y \rightarrow \infty$ равна n_0 . Температура электронов равна T_e , ионы считаются холодными. Металлический катод находится под постоянным отрицательным потенциалом ($\phi_0 < 0$, $|e\phi_0| \gg T_e$) относительно квазинейтральной плазмы ($\phi = 0$) (рис. 9.12).

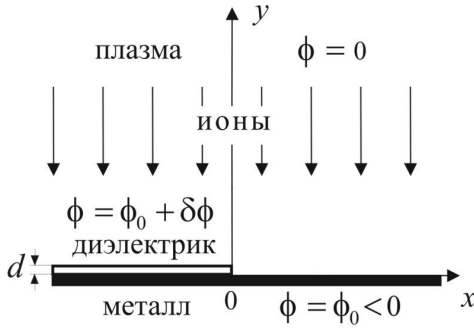


Рис. 9.12 Схема, иллюстрирующая постановку задачи о численном моделировании зарядки диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла, в потоке плазмы.

Ионы в невозмущенном потоке плазмы движутся со скоростью $\mathbf{v}_0 = -v_s \mathbf{e}_y$, где $v_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ – ионно-звуковая скорость (критерий Бома), а затем ускоряются в сторону катода в формирующемся вблизи него дебаевском слое. Электроны считаются распределенными по Больцману: $n_e = n_0 \exp(e\phi/T_e)$. Ионы, попадающие на поверхность металла или диэлектрика, поглощаются. Процессы вторичной ион-электронной эмиссии не учитываются, поскольку они начинают играть существенную роль лишь при разностях потенциалов ≥ 10 кВ, значительно превышающих напряжения, прикладываемые к металлу в описанных выше экспериментах ($|\phi_0| \leq 450$ В). В зарядке поверхности диэлектрической пленки принимают участие также электроны, нормальная компонента плотности тока которых на поверхности диэлектрика определяется выражением $j_{e\perp} = v_{Te} n_0 \exp(e\phi/T_e) / (2\pi)^{1/2}$. В начале процесса зарядки пленки ток электронов на ее поверхность исчезающе мал ($|e\phi| \gg T_e$), однако его учет становится необходимым на конечной стадии зарядки, когда потенциал поверхности пленки вдали от ее края приближается к плавающему потенциалу.

В [15, 16] поставленная выше задача решалась в гидродинамической модели в приближении бесконечно тонкой диэлектрической пленки. В этом приближении толщина пленки учитывалась лишь в уравнении, описывающем изменение потенциала внешней поверхности пленки,

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{j_{i\perp} + j_{e\perp}}{C} \text{ при } x < 0, t > 0,$$

где $C = \varepsilon/4\pi d$ – удельная поверхностная электрическая емкость пленки.

Хотя приближение бесконечно тонкой пленки не учитывает геометрию среза пленки и не дает возможности рассчитать распределение электрического потенциала непосредственно на самом срезе, оно, тем не менее, позволяет выявить основные особенности формирования распределения потенциала вблизи края пленки.

На рис. 9.13 показано рассчитанное в [15, 16] распределение потенциала для $e\phi_0/T_e = -40$ на стадии, когда внешняя поверхность пленки вдали от ее края уже зарядилась до значительного потенциала относительно катода и ширина дебаевского слоя в этой области существенно уменьшилась по сравнению с ее значением в области открытой поверхности катода.

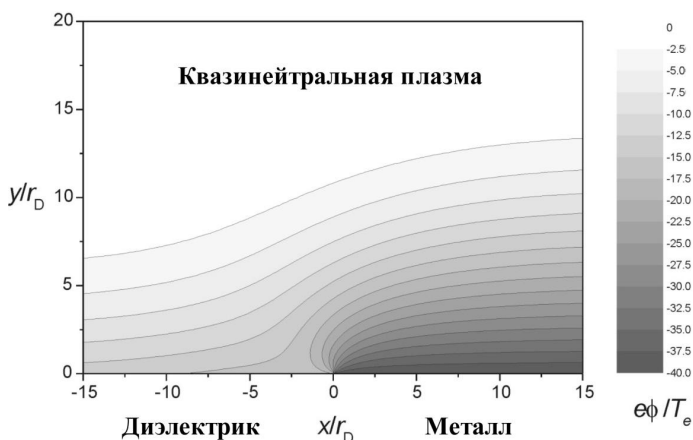


Рис. 9.13 Распределение потенциала вблизи края диэлектрической пленки, частично покрывающей отрицательно заряженную поверхность металла ($\phi_0 = -40T_e/e$), в момент времени t^* , соответствующий возникновению пересечений ионных траекторий (расчет в рамках гидродинамической модели в приближении бесконечно тонкой пленки [15]).

Из рисунка 9.13 видно, что вблизи края пленки формируется характерная веерообразная структура потенциала. Линии равного потенциала сгущаются в вблизи края пленки, что соответствует значительному усилению электрического поля в этой области.

Отметим, что вблизи края пленки поле имеет не только нормальную (относительно поверхности катода) компоненту, но и тангенциальную, направленную от пленки в сторону открытой поверхности металла. Под действием этой компоненты, поток ионов вблизи края пленки отклоняется в сторону открытой металлической поверхности, в результате этого зарядка поверхности пленки вблизи ее края замедляется и затем полностью прекращается до достижения плавающего потенциала. В результате, максимальное значение поле на краю пленки может оказаться меньше, чем $(\phi_1 - \phi_0)/d$. Момент прекращения зарядки пленки вблизи ее края соответствует возникновению пересечения траекторий ионов в этой области, в результате дальнейший расчет в рамках гидродинамической модели становится невозможным (показанное на рис. 9.13 распределение потенциала как раз соответствует моменту времени t^* , после которого гидродинамическая модель становится неприменимой).

В [15, 16] была получена оценка максимального потенциала, до которого заряжается край пленки. Согласно этой оценке максимальное значение разности потенциалов между внешней поверхностью пленки вблизи ее края и открытой поверхностью катода составляет $\delta\phi \approx |\phi_0|/2$ в широкой области параметров.

Для того чтобы найти распределение потенциала непосредственно на срезе пленки, был разработан оригинальный кинетический код, учитывающий конечную толщину пленки и позволяющий проводить расчет в произвольном интервале времени (в том числе и после возникновения пересечения ионных траекторий) для различных конфигураций среза пленки. Одной из основных трудностей, возникающих при разработке такого кода применительно к рассматриваемой задаче, является большая разница масштабов. Как видно из рис. 9.13, размер расчетной области, включающей дебаевский слой, а также частично захватывающей область квазинейтральной плазмы, должен составлять не менее чем $L \approx (20-30)r_D$. С другой стороны, для параметров рассматриваемого эксперимента ($n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 10 \text{ эВ}$, $d \approx 1 \text{ мкм}$) имеем

$d \approx r_D/30$. Для того чтобы адекватно прописать профиль края пленки, на толщине пленки должно укладываться минимум 10 шагов численной сетки ($\Delta x \approx \Delta y < d/10$). Отсюда следует, что $L/\Delta x > 10^4$. Чтобы уменьшить число узлов сетки, использовалась неравномерная пространственная сетка, шаги которой по x и y вблизи края пленки были постоянны ($\Delta x \approx \Delta x_0$, $\Delta y \approx \Delta y_0$), а вдали от края пленки возрастали с увеличением расстояния от края пленки как $\Delta x \sim (x/d)\Delta x_0$, $\Delta y \sim (y/d)\Delta y_0$. Это позволило адекватно описать структуру электрического потенциала во всей расчетной области (как в переходной области от квазинейтральной плазмы к дебаевскому слою, так и непосредственно на срезе пленки) при размере сетки 100×100 ячеек.

Основные расчеты были проведены для прямоугольного среза пленки (угол наклона среза к поверхности металла $\alpha = 90^\circ$), однако при разработке численного кода была предусмотрена возможность проводить моделирование также и для наклонного среза в диапазоне углов наклона α от 20° до 70° .

Для кинетического моделирования процессов взаимодействия электромагнитных полей с плазмой обычно используются различные варианты метода частиц в ячейке (particle-in-cell – PIC). Однако применение этого метода к этой задаче вызывает ряд затруднений.

Во-первых, моделирование всего процесса зарядки пленки, начиная со стадии формирования дебаевского слоя и кончая стадией насыщения, потребовало бы очень большого числа шагов по времени. Действительно, считая, что расстояние, проходимое ионом за один шаг по времени, не должно превышать, размера ячейки, для шага по времени получаем $\Delta t < \Delta y_{\min}/v_{\max}$, где $\Delta y_{\min} \leq d/10$ – вертикальный размер ячейки вблизи катода, $v_{\max} \approx (e\phi_0/m_i)^{1/2} \sim 10v_s$ – скорость ионов вблизи катода. Тогда, для параметров задачи ($d \sim r_D/30$) имеем $\Delta t < 3 \times 10^{-4} r_D/v_s$. С другой стороны, характерное время зарядки пленки равно $\tau_{\text{ch}} = C\phi_0/en_0v_s = (\epsilon r_D/d)(|e\phi_0|/T_e)(r_D/v_s) \sim 3000 r_D/v_s$. Соответственно, число шагов по времени должно было бы составлять $\tau_{\text{ch}}/\Delta t > 10^7$.

Во-вторых, применение обычного PIC-метода потребовало бы очень большого количества макрочастиц. Поскольку число макрочастиц в одной ячейке должно быть много больше единицы ($N_1 \gg 1$), для плотности макрочастиц вблизи края пленки, где плотность ионов минимальна, имеем $(dN/dS)_{\min} \gg (\Delta y_{\min})^{-2} \geq 10^2 d^{-2} \sim 10^5 r_D^{-2}$. Тогда для максимальной плотности макрочастиц в области квазинейтральной плазмы получаем $(dN/dS)_{\max} \sim (dN/dS)_{\min} \times (v_{\max}/v_s) \gg 10^6 r_D^{-2}$. Так как в расчетах площадь области, занятой квазинейтральной плазмой, составляет порядка $S \sim 10^2 r_D^2$ (см. рис. 12), для полного числа макрочастиц имеем $N_{\text{total}} \sim (dN/dS)_{\max} \times S \gg 10^8$. Очевидно, что при таком количестве макрочастиц численное моделирование с помощью PIC-метода потребовало бы огромных компьютерных ресурсов.

Поэтому в расчетах использовался модифицированный PIC-метод, основанный на том, что время пролета ионов через дебаевский слой, $\tau_i \sim 2r_D/v_s$, на несколько порядков меньше характерного времени зарядки пленки, $\tau_{\text{ch}} \approx 3000r_D/v_s$. В этом случае в процессе зарядки пленки на каждом шаге по времени движение ионов можно считать установившимся, т.е. поток ионов можно представить в виде совокупности “струй”, стартующих с верхней границы, и распространяющихся в “стационарном” электростатическом поле.

При расчете каждой струи, она разбивалась на сегменты так, чтобы количество сегментов в пределах одной ячейки было больше 5, а плотность струй выбиралась таким образом, чтобы каждую ячейку пересекало не менее 5 струй. Каждый сегмент несет электрический заряд (учетом растяжения ускоряющейся струи). Заряд сегмента струи присваивается центру сегмента, и затем распределяется между узлами четырех соседних ячеек с учетом расстояния между центром сегмента и центром ячейки, после этого рассчитывается электрический потенциал, создаваемый этими зарядами (как в обычном PIC-методе). По аналогии с PIC-методом такой подход может быть назван методом “струй в ячейке” (jet-in-cell). В данных расчетах количество струй было около 5000. При этом число эквивалентных частиц (сегментов струй) составляло порядка нескольких миллионов.

На рисунках 9.14 и 9.15 представлены результаты расчетов пространственного распределения электрического потенциала в процессе зарядки диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металлического катода, для $e\phi_0/T_e = -40$, $\varepsilon = 2$, $d/r_D = 1/25$ и прямоугольного среза пленки.

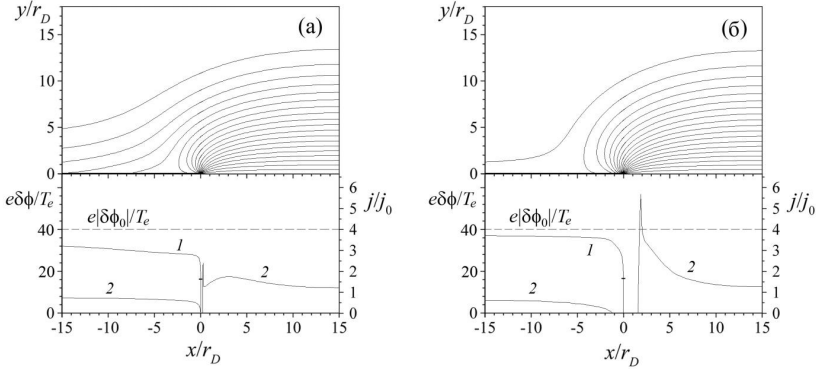


Рис. 9.14 Распределения потенциала вблизи края диэлектрической пленки, частично покрывающей отрицательно заряженную поверхность металла ($\phi_0 = -40T_e/e$, разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 2T_e/e$), потенциала внешней поверхности пленки относительно катода $\delta\phi = \phi - \phi_0$ (кривая 1) и плотности ионного тока на поверхности пленки и металла (в единицах $j_0 = en_0v_s$): а) – в момент времени $t = t^* \approx 0.85\tau_{ch}$, соответствующий возникновению пересечений ионных траекторий, б) – в установившемся режиме, $t \approx 1.5\tau_{ch}$. Расчет в рамках кинетической модели, водородная плазма, толщина пленки $d = r_D/25$, $\varepsilon = 2$, прямоугольный срез пленки. Горизонтальная черточка на профиле $\delta\phi$ соответствует потенциалу на краю внешней поверхности пленки.

При $T_e = 10$ эВ и $n_e = 10^{12}$ см⁻³ дебаевский радиус равен $r_D = 23.5$ мкм и, соответственно, толщина пленки равна $d = 0.94$ мкм. При этом характерное время зарядки пленки для водородной плазмы ($m_i/m_e = 1836$) составляет $\tau_{ch} = C\phi_0/en_0v_s \approx 1.5$ мкс. Расчеты проводились в области $-20r_D < x < 15r_D$, $0 < y < 18r_D$. Размеры ячейки неравномерной численной сетки вблизи края пленки ($|x| < d$, $y < d$) составляли $\Delta x_0 = \Delta y_0 = d/20 = r_D/500$, а вдали от края пленки в области квазинейтральной плазмы возрастали до $\Delta x \sim \Delta y \sim r_D$.

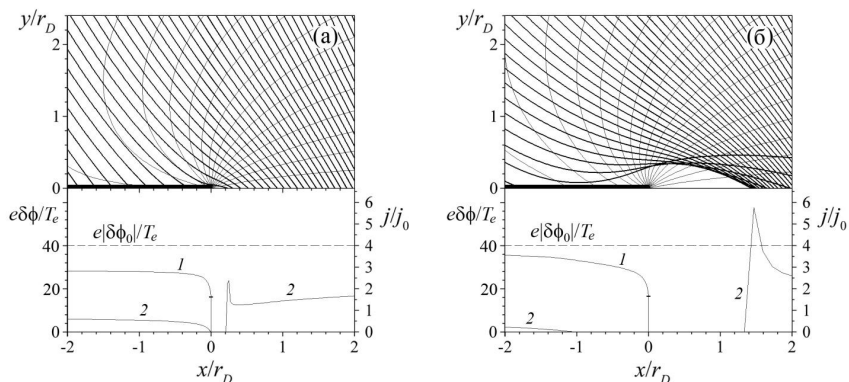


Рис. 9.15 То же, что на рис. 14, но в более крупном масштабе. Жирными наклонными линиями в верхней части рисунка показаны траектории ионов.

В верхней части рис. 9.14а показано распределение электрического потенциала в расчетной области для момента времени $t^* \approx 0.85 \tau_{ch}$, соответствующего возникновению пересечения ионных траекторий вблизи края пленки (т.е. для того же момента времени, что и на рис. 9.13, полученному в гидродинамической модели) Здесь и на последующих рисунках линии равного потенциала проведены через $\Delta\phi = 2T_e/e$. Видно, что до момента возникновения пересечения ионных траекторий, распределение поля на больших масштабах (на расстояниях много больших толщины пленки), полученное в кинетической модели совпадает с распределением поля, рассчитанным в гидродинамической модели в приближении бесконечно тонкой пленки. В нижней части рис. 9.14а показаны профили электрического потенциала на поверхности пленки в момент времени t^* (кривая 1) и плотности ионного тока $j_{i\perp}$ на поверхность пленки и открытую область катода в единицах $j_0 = en_0 v_s$ (кривая 2). Горизонтальной черточкой на профиле электрического потенциала показано значение потенциала в крайней точке внешней поверхности пленки. Видно, что к моменту времени t^* на открытой поверхности катода вблизи края пленки

образовалась узкая область тени от края пленки, в которую ионы не попадают ($j_{i\perp} = 0$).

С течением времени внешняя поверхность пленки продолжает заряжаться, стремясь к плавающему потенциалу, однако потенциал крайней точки внешней поверхности пленки остается практически таким же, как и при $t = t^*$ (рис. 9.14б, $t = 1.5 \tau_{ch}$). Область тени от края пленки на открытой поверхности металла расширяется, а за областью тени формируется характерный пик плотности ионного тока, образующийся в результате фокусировки ионных траекторий.

Возникновение пересечений ионных траекторий вблизи края пленки и их фокусировка в сформированном неоднородном электрическом поле иллюстрируются на рис. 9.15а и 9.15б, на которых показаны распределения электрического потенциала и плотности ионного тока на поверхность пленки и открытую поверхность катода для тех же моментов времени, что и на рис. 9.14а ($t = t^* \approx 0.85 \tau_{ch}$) и 9.14б ($t = 1.5 \tau_{ch}$), но в увеличенном масштабе. Жирными сплошными линиями в верхней части рис. 9.15 показаны траектории ионов. Видно, что ионные траектории в целом отклоняются полем вправо (в сторону открытой поверхности катода). Более того, поскольку вертикальная компонента поля вблизи края пленки меняет знак ($E_y > 0$), ионы в этой области отклоняются вверх, в результате образуется относительно широкая (с шириной значительно превышающей толщину пленки) теневая зона, в которую ионы не попадают. На правом краю этой зоны происходит сгущение (фокусировка) ионных траекторий, приводящая к формированию пика плотности ионного тока на катод.

На рис. 9.16 показана структура электрического потенциала непосредственно вблизи края пленки на стадии насыщения зарядки ($t = 1.5 \tau_{ch}$) для прямоугольного (рис. 16а, $\alpha = 90^\circ$) и наклонного (рис. 9.16б, $\alpha = 45^\circ$) срезов края пленки. Потенциал крайней точки внешней поверхности пленки в случае наклонного среза остается приблизительно тем же, что и для прямоугольного

среза, в результате этого электрическое поле на наклонном срезе оказывается приблизительно в полтора раза меньше, чем на прямоугольном срезе.

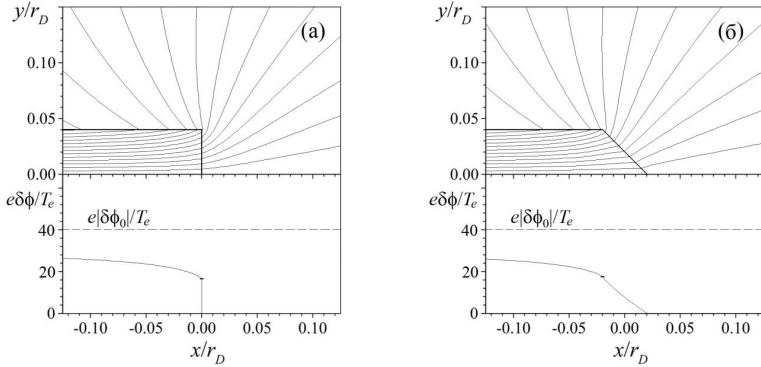


Рис. 9.16 Распределение потенциала непосредственно вблизи среза пленки и профиль потенциала поверхности пленки относительно катода $\delta\phi$ в установившемся режиме ($t \approx 1.5 \tau_{ch}$) для тех же параметров, что и на рис. 9.14 ($\phi_0 = -40T_e/e$, $d = r_D/25$, $\varepsilon = 2$, водородная плазма) при различных углах наклона среза пленки: а) $\alpha = 90^\circ$, б) $\alpha = 45^\circ$. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 2T_e/e$. Горизонтальная черточка на профиле $\delta\phi$ соответствует потенциалу на краю внешней поверхности пленки.

На рис. 9.17 сплошной линией показана зависимость от времени электрического потенциала в крайней точке внешней поверхности пленки относительно катода $\delta\phi = \phi - \phi_0$ для тех же параметров, что и на рис. 9.14. Пунктирной линией показана зависимость от времени потенциала внешней поверхности пленки относительно катода вдали от ее края. Видно, что потенциал внешней поверхности пленки вдали от ее края линейно растет со временем, достигает плавающего потенциала за время $t \approx \tau_{ch}$ и, затем, остается постоянным. Потенциал в крайней точке внешней поверхности пленки растет медленнее и насыщается на величине $\delta\phi_{max}$, составляющей около 0.42 от потенциала, приложенного к катоду.

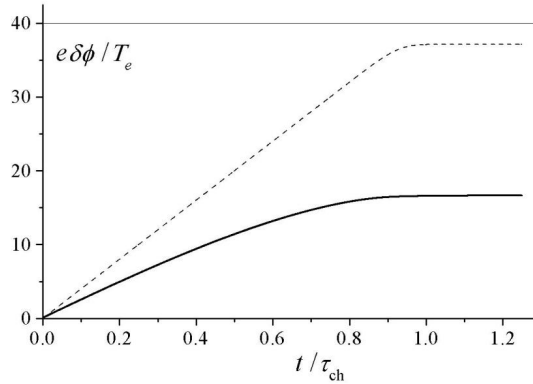


Рис. 9.17 Зависимость от времени электрического потенциала в крайней точке внешней поверхности пленки относительно катода $\delta\phi = \phi - \phi_0$ для тех же параметров, что и на рис.14 ($\phi_0 = -40T_e/e$, $d = r_D/25$, $\varepsilon = 2$, прямоугольный срез пленки, водородная плазма). Пунктирной линией показана зависимость от времени потенциала внешней поверхности пленки относительно катода вдали от края пленки.

На рис. 9.18 показаны зависимости $\delta\phi_{\max}/|\phi_0|$ от толщины пленки при $e\phi_0 = -40T_e$ (рис. 9.18а), а также от потенциала, приложенного к пленке, при $d/r_D = 0.1$ (рис. 9.18б). Пунктирной линией показана аналитическая оценка, полученная в [15, 16]. Из рисунка видно, в широкой области параметров максимальное напряжение, до которого заряжается крайняя точка внешней поверхности пленки относительно катода, изменяется в диапазоне $\delta\phi_{\max}/|\phi_0| \approx 0.4-0.6$. Расчеты показывают, что изменение диэлектрической проницаемости пленки или угла наклона среза пленки также практически не влияет на величину $\delta\phi_{\max}$. Таким образом, независимо от толщины пленки и величины приложенного к катоду потенциала, для оценок можно полагать $\delta\phi_{\max}/|\phi_0| \approx 1/2$. Отметим, что, хотя аналитическая оценка для $\delta\phi_{\max}/|\phi_0|$, полученная в [15, 16], лежит немного выше рассчитанных значений [15], тем не менее, она правильно отражает слабую зависимость $\delta\phi_{\max}/|\phi_0|$ от d/r_D и $|\phi_0|$.

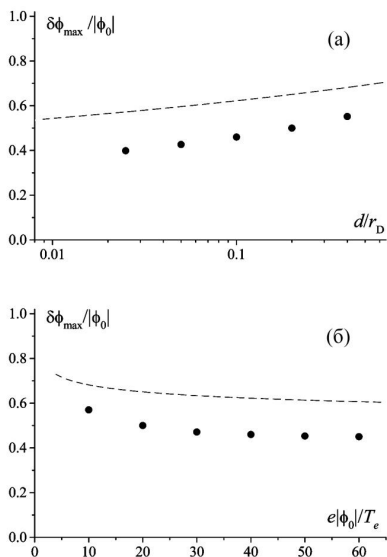


Рис. 9.18 Зависимости максимального значения потенциала на краю внешней поверхности диэлектрической пленки $\delta\phi_{\max}$, нормированного на абсолютную величину потенциала, приложенного к катоду: а) – от толщины пленки при $\phi_0 = -40T_e/e$, б) – от потенциала, приложенного к пленке, при $d/r_D = 0.1$. Пунктирной линией показана аналитическая оценка, полученная в [15]. Расчет в рамках кинетической модели, водородная плазма, $\varepsilon = 2$, прямоугольный срез пленки.

9.5 Обсуждение

Учитывая результаты численных расчетов зарядки пленки, проведенных в рамках кинетической модели с учетом конечной толщины пленки, попытаемся объяснить экспериментальные результаты, приведенные на рис. 9.7 и 9.8. Из рис. 9.7 видно, что при $\phi_0 = -450$ В и толщинах пленки в диапазоне $d = 1-2$ мкм микроплазменные разряды возбуждаются с вероятностью близкой к 100%. При дальнейшем увеличении толщины пленки вероятность возбуждения микроплазменных разрядов быстро уменьшается, составляя $\approx 50\%$ при $d \approx 4$ мкм. Согласно численным расчетам, при $\phi_0 = -450$ В максимальная разность потенциалов на срезе пленки равна $\delta\phi_{\max} \approx |\phi_0|/2 = 225$ В. Соответственно, для критического значения напряженности электрического поля, при котором вероятность возбуждения падает в два раза, имеем $E_{\text{кр}} \approx (225 \text{ В})/(4 \text{ мкм}) \approx 500$ кВ/см. При $d = 12$ мкм напряженность поля

оказывается существенно меньше критической ($E \approx 170$ кВ/см), и микроплазменные разряды практически не возбуждаются.

При $d < 2$ мкм максимально достижимая напряженность поля на срезе пленки оказывается выше критической. В этом случае, пробой на краю пленки, по-видимому, происходит раньше, чем электрическое поле достигает величины $|\phi_0|/2d$.

Как видно из рис. 9.7, при $d < 0.2$ мкм вероятность возбуждения микроплазменных разрядов существенно уменьшается, несмотря на то, что в этом случае, согласно приведенным выше оценкам, максимально достижимая напряженность электрического поля на краю пленки должна была бы существенно превышать критическое значение.

Для того чтобы объяснить падение вероятности возбуждения микроплазменных разрядов при $d < 0.2$ мкм, рассмотрим экспериментальные результаты, приведенные на рис. 9.8. Из рисунка видно, что при $d = 1$ мкм уменьшение приложенного к катоду напряжения приводит к быстрому уменьшению вероятности возбуждения микроплазменных разрядов. Так, уже при $|\phi_0| \approx 380$ В вероятность возбуждения падает в два раза по сравнению с почти 100% при $|\phi_0| \approx 450$ В, хотя в этом случае максимально достижимая напряженность электрического поля на срезе пленки ($E \approx |\phi_0|/2d \approx 2$ МВ/см) все еще значительно превышает критическое значение $E_{кр} \approx 500$ кВ/см. Этот результат указывает на то, что для возбуждения микроплазменных разрядов необходима не только достаточно большая напряженность поля, но и достаточно большой перепад напряжения на срезе пленки. Принимая за критическую величину перепада напряжения на срезе диэлектрической пленки из оксида титана TiO_2 значение $\delta\phi$, при котором вероятность возбуждения микроплазменных разрядов составляет 50% (что в нашем случае соответствует $|\phi_0| \approx 380$ В), получаем $\delta\phi_{кр} \approx |\phi_0|/2 \approx 200$ В. Предполагая, что падение вероятности возбуждения микроплазменных разрядов ниже 50% при $d < 0.1$ мкм связано с утечками тока через пленку, в результате этого при очень малых толщинах пленки напряжение на краю пленки не достигает

критического значения $\delta\phi_{кр}$, необходимого для пробоя. Оценим объемную проводимость материала пленки, исходя из результатов, представленных на рис. 9.7. В установившемся режиме из условия баланса токов $j_i = j_{yt}$ (где $j_i \leq j_0 = en_0v_s$ – плотность тока ионов плазмы на поверхность пленки, $j_{yt} = \delta\phi\sigma/d$ – плотность тока утечки, σ – проводимость материала пленки) для перепада напряжения на пленке получаем $\delta\phi = dj_i/\sigma$. С учетом того, что величина $\delta\phi$ на краю пленки в процессе зарядки потоком плазмы не превышает значения $\delta\phi_{max} \approx |\phi_0|/2$, можно записать $\delta\phi = \min\{dj_i/\sigma, \delta\phi_{max}\}$. Подставляя сюда $\delta\phi = \delta\phi_{кр} < \delta\phi_{max}$ и $j_i \sim j_0$, для проводимости пленки имеем $\sigma \sim dj_0/\delta\phi_{кр}$. При плотности водородной плазмы $n_0 = 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ плотность тока ионов плазмы на катод составляет $j_0 \approx 4 \text{ А/см}^2$. Тогда для $\delta\phi_{кр} \approx 200 \text{ В}$ и $d = 0.1 \text{ мкм}$ (толщина пленки, при которой вероятность возбуждения микроплазменных разрядов падает до 50%) получаем $\sigma \sim 2 \times 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, что по порядку величины согласуется с данными по проводимости отожженной пленки TiO_2 , приведенными в [36, 37].

При $|\phi_0| = 450 \text{ В}$ и $d > 0.1 \text{ мкм}$ перепад напряжения на краю пленки оказывается выше, чем $\delta\phi_{кр}$ и происходит эффективное возбуждение микроплазменных разрядов. Напротив, при $d < 0.1 \text{ мкм}$ перепад напряжения на краю пленки становится меньшим, чем $\delta\phi_{кр}$, и монотонно уменьшается с уменьшением толщины пленки, в результате чего вероятность возбуждения микроплазменных разрядов стремится к нулю.

Таким образом, согласно результатам проведенных экспериментов, помимо напряженности электрического поля, необходимой для возбуждения микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, существенную роль играет величина разности потенциалов между заряженной поверхностью пленки и поверхностью металла. Это может указывать на специфический механизм поверхностного пробоя, связанный с развитием электронной лавины вдоль поверхности среза пленки. При этом энергия, набираемая электронами лавины должна превышать энергию, соответствующую первому критическому потенциалу для материала пленки, при которой коэффициент вторичной

электронной эмиссии равен единице. В этом случае, между столкновениями с поверхностью среза пленки электроны лавины должны набирать энергию, превышающую энергию первого критического потенциала, а многократные столкновения электронов с поверхностью пленки должны приводить к экспоненциальному росту числа электронов лавины, переходящему в поверхностный электрический пробой. Согласно измерениям, проведенным в ИОФ РАН максимальное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) пленки TiO_2 , полученной термоотжигом в воздухе при температуре 400°C , первый критический потенциал ВЭЭ для такой пленки составляет $\varepsilon_1 \approx 30$ эВ. Это означает, что критическое напряжение, необходимое для возбуждения микроплазменных разрядов в условиях наших экспериментов, на порядок величины превышает первый критический потенциал. Таким образом, в наших условиях выполняются условия развития электронной лавины, необходимой для поверхностного электрического пробоя по срезу диэлектрической оксидной пленки на титане.

9.6 Заключение

1. Экспериментально установлено, что возбуждение микроплазменных разрядов в потоке плазмы, взаимодействующей с металлом, частично покрытом диэлектрической пленкой, происходит в локальной области на границе диэлектрической пленки и открытой поверхности металла. При этом установлено, что оптимальная толщина диэлектрической пленки, при которой возбуждение микроплазменных разрядов происходит с высокой вероятностью, составляет $0.5\text{--}2$ мкм. Увеличение толщины пленки свыше 4 мкм приводит к снижению напряженности электрического поля, возникающего на краю пленки, и, как следствие, к снижению вероятности возбуждения микроплазменных разрядов. Снижение вероятности возбуждения микроплазменных разрядов при уменьшении толщины пленки (при фиксированной плотности иницирующей плазмы) может быть связано с уменьшением электрического сопротивления пленки, приводящем к снижению плотности заряда на ее поверхности, что

согласуется с экспериментальными измерениями электрической проводимости таких пленок.

2. Экспериментальные данные, полученные в ходе эксперимента, и результаты их анализа указывают на то, что помимо величины электрического поля, необходимого для поверхностного пробоя по срезу пленки, существенную роль может играть величина разности потенциалов между заряженной поверхностью пленки и поверхностью металла. Это может указывать на специфический механизм поверхностного пробоя, связанный с развитием электронной лавины вдоль поверхности среза пленки.

3. Разработан двумерный кинетический численный код, позволяющий рассчитывать зарядку диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла, в потоке плазмы.

4. В целом, результаты кинетического моделирования с учетом конечной толщины пленки подтверждают результаты, полученные ранее в рамках упрощенной гидродинамической модели в приближении бесконечно тонкой пленки.

5. Показано, что в широком диапазоне параметров максимальное значение тангенциальной компоненты электрического поля на поверхности диэлектрика достигается на краю пленки и составляет $E_{\max} \approx |\phi_0|/2d$, где ϕ_0 – отрицательный электрический потенциал, приложенный к металлу, d – толщина пленки.

Литература к разделу 9

1. Иванов В. А. // Прикладная физика. 2001. № 2. С. 5.
2. Иванов В. А., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Коньжев М. Е. // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2008. № 1. С. 74.
3. Иванов В. А., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Коньжев М. Е. // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2008. № 3. С. 84.
4. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Сатунин С. И., Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г. // Прикладная физика. 2008. № 6. С. 62.
5. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. // Трение и износ. 2009. Т. 30. С. 396.
6. Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Иванов В. А., Коньжев М. Е. // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2009. № 5. С. 10.
7. Иванов В. А., Коньшев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Сахаров А. С., Камолова Т. И., Дорофеюк А. А., Сатунин С. Н. // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 76.
8. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Сахаров А. С., Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Сатунин С. Н., Летунов А. А. // Прикладная физика. 2010. № 6. С. 57.
9. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G., Sakharov A. S., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A., Satunin S. N. // Plasma Phys. Rep. 2010. V. 36. P. 1241.
10. Иванов В.А., Коньжев М. Е., Куксенова Л. И., Лаптева В. Г., Алексева М. С., Хренникова И. А., Летунов А. А., Сахаров А. С., Камолова Т. И., Дорофеюк А. А., Сатунин С. Н. // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 59.
11. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G., Sakharov A. S., Dorofeyuk A. A., Kamolova T. I., Satunin S. N., Letunov A. A. // Plasma Phys. Rep. 2011. V. 37. P. 1230.
12. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Зимин А. М., Тройнов В. И., Камолова Т. И., Летунов А. А. // Прикладная физика. 2012. № 6, С. 133.

13. Димитрович Д. А., Бычков А. И., Иванов В. А. // Прикладная физика. 2009. №2. С. 35.
14. Иванов В. А., Димитрович Д. А., Бычков А. И. / Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010. М.: ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2010. С.365.
15. Иванов В. А., Сахаров А. С., Коньжев М. Е. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 171.
16. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / Proc. XXIII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Bucharest, 2008. V. 2. С. 575.
17. Ivanov V.A., Jüttner B., Pursch H., Siemroth P. / Preprint No. 82-1. Berlin: Zentralinstitut für Elektronen Physik, Akademie der Wissenschaften der DDR, 1982.
18. Ivanov V. A., Jüttner B., Pursch H., Siemroth P. // Adw DDR Beitrage aus der Plasma Physik. 1983. B. 23. S. 551.
19. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Гавриленко, В. П., Окс Е. А., Летунов А. А. // Прикладная физика. 2005. № 6. С. 40.
20. Иванов В. А., Коньжев М. Е., Гавриленко В. П., Окс Е. А., Летунов А. А. / Тезисы докладов XXXIII Международной (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010. М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН, 2006. С.180.
21. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Gavrilenko V. P., Oks E. A., Letunov A. A. / Strong Microwaves in Plasmas. Ed. by A. G. Litvak. Nizhny Novgorod: Inst. of Applied Physics, Russ. Acad. Sci., 2005. V. 2. P. 784.
22. Ivanov, V. A. Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / Strong Microwaves: Sources and Applications. Ed. by A. G. Litvak. Nizhny Novgorod: Inst. of Applied Physics, Russ. Acad. Sci., 2009. V. 2. P. 620.
23. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M.E. / Microwave Discharges: Fundamentals and Applications (Proc. of 7th International Workshop Microwave discharges: Fundamentals and Applications, Hamamatsu, 2009), Ed. by M. Kando and M. Nagatsu. Shizuoka: Shizuoka University, 2009. P. 34.

24. Ivanov V. A., Jüttner B., Pursch H. / Proc. of XI Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berlin, 1984. V. 1. P. 157.
25. Ivanov V. A., Jüttner B., Pursch H. / Preprint No. 84-6. Berlin: Zentralinstitut für Electronenphysik, Akademie der Wissenschaften der DDR, 1984.
26. Ivanov V. A., Jüttner B., Pursch H. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. P. 334.
27. Иванов В. А., Зимин А. М., Юттнер Б. // Тезисы докладов XXVIII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2001. С. 258.
28. Зимин А. М., Иванов В. А., Юттнер Б. / Материалы Всероссийской научной конф. по физике низкотемпературной плазмы, Петрозаводск, 2001. Т. 1. С. 168.
29. Зимин А. М., Иванов В. А., Юттнер Б. // Вопр. атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез. 2001. Вып. 2. С. 50.
30. Ivanov V. A., Jüttner B. and Zimin A. M. // Plasma Dev. Oper. 2002. V. 10. P. 109.
31. Ivanov V. A., Jüttner B., Zimin A. M. / Proc. of XX Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Tours, 2002. P. 135.
32. Зимрот П., Иванов В.А. / Материалы III совещания международной рабочей группы “Физика низкотемпературной плазмы”, Минск, 1988. С. 43.
33. Месяц Г.А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. С. 55.
34. Сканави Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). М: Физматгиз, 1958.
35. Воробьев А. А., Завадовская Е. К. Электрическая прочность твердых диэлектриков. М: Гостехиздат, 1956.
36. Stamate M. D. // Appl. Surf. Sci. 2003. V. 218. P. 317.
37. Oja I., Mere A., Krunk M., Nisumaa R., Solterbeck C.-H., Es-Souni M. // Thin Solid Films. 2006. V. 515. P. 674.

Раздел 10. Режимы автоэлектронной эмиссии с поверхности металла вблизи края диэлектрической пленки в плазме

10.1 Введение

В данном разделе излагается концепция влияния электронной автоэмиссии и взрывной эмиссии в сильных электрических полях, возникающих на поверхности металлов покрытых тонкой диэлектрической пленкой при взаимодействии в потоком плотной плазмы. Возникающие при этом сильные электрические поля в ряде случаев приводят в возбуждении микроплазменных разрядов на металлах.

Результаты расчетов, представленные в разделе 9, показывают, что для диэлектрических пленок микронной и субмикронной толщины, плотностей плазмы $\geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температуры электронов плазмы $\geq 10 \text{ эВ}$ и напряжениях, приложенных к металлу, на уровне нескольких сотен вольт напряженность электрического поля на металле вблизи края пленки достигает нескольких МВ/см практически при любой форме среза пленки. Вместе с тем, напряженность электрического поля на открытой поверхности металла вдали от края пленки при тех же условиях не превышает нескольких десятков кВ/см, т.е. вблизи края пленки электрическое поле усиливается на два порядка по сравнению с полем на открытой поверхности металла. Такое резкое усиление электрического поля может приводить к сильной автоэлектронной эмиссии с поверхности металла, переходящей во взрывную эмиссию, с последующим формированием микроплазменных разрядов (микродуг) вблизи края пленки [1].

10.2 Автоэлектронная эмиссия в сильных электрических полях при взаимодействии потока плазмы с металлом

Многokратное усиление напряженности электрического поля вблизи края пленки (по сравнению с напряженностью вдали от края пленки) приводит к возрастанию тока автоэлектронной эмиссии в этой области. Плотность тока автоэлектронной эмиссии с поверхности металла описывается уравнением

Фаулера–Нордгейма, которое в упрощенном виде может быть представлено как [1, 2]

$$j_e = F(E, \varphi) = 1.4 \times 10^{-6} \left(\frac{E^2}{\varphi} \right) 10^{4.39\varphi^{-1/2}} 10^{-2.82 \times 10^7 (\varphi^{3/2}/E)}, \quad (10.1)$$

где j_e – плотность тока (А/см²), E – напряженность поля вблизи поверхности (В/см), φ – работа выхода электрона из металла (эВ). На рис. 10.1 приведены зависимости плотности тока автоэлектронной эмиссии с гладкой металлической поверхности от напряженности электрического поля для различных величин работы выхода, рассчитанные по формуле (10.1).

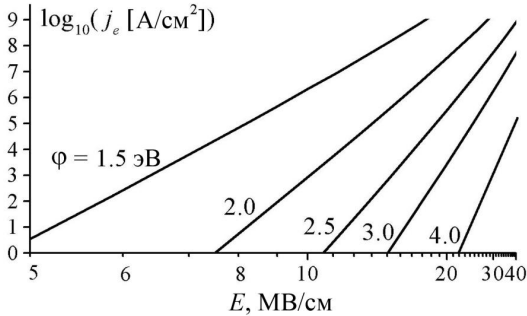


Рис. 10.1 Зависимости плотности тока автоэлектронной эмиссии с гладкой металлической поверхности от напряженности электрического поля для различных величин работы выхода.

Поскольку реальная металлическая поверхность никогда не бывает идеально гладкой, автоэлектронная эмиссия, как правило, начинается с микровыступов поверхности, на которых напряженность электрического поля может существенно превышать среднюю напряженность поля, приложенного к металлу. Поэтому в формуле (10.1) локальное значение напряженности поля E обычно представляется в виде $E = \beta \bar{E}$, где \bar{E} – средняя (макроскопическая) напряженность электрического поля вблизи поверхности металла, β – коэффициент усиления поля, который может варьироваться в очень широких

пределах (от единицы до $\sim 10^3$) в зависимости от качества обработки поверхности и формы микровыступов [2]. В нашей модели в качестве макроскопической напряженности поля выступает поле E_y на металле, т.е. $\bar{E}(x) = E_y(x, y)|_{y=0}$. При достижении плотностей тока $\geq 10^8$ А/см² на вершинах выступов автоэлектронная эмиссия переходит во взрывную электронную эмиссию [1, 2], сопровождающуюся локальным разогревом и плавлением металла и формированием облака плотной плазмы (микроразряда) с $n_e \sim 10^{20}$ см⁻³ и $T_e \sim 1$ эВ [3] вблизи его поверхности. Поскольку для чистых металлов работа выхода обычно составляет 4–5 эВ (в частности, для титана $\phi \approx 4$ эВ [1, 2]), то, как следует из формулы (2), при такой работе выхода для достижения плотностей тока, необходимых для развития взрывной эмиссии ($j_e \geq 10^8$ А/см²), напряженность электрического поля на поверхности металла должна составлять ≥ 70 МВ/см. Вместе с тем, в экспериментах с электрическими разрядами в вакууме в ряде случаев пробой происходит при средних напряженностях поля ≤ 100 кВ/см [1, 2], т.е. для согласования теории с экспериментом коэффициент усиления поля β на микровыступах металла приходится полагать равным нескольким сотням. Следует отметить, однако, что наличие примесей и загрязнений, всегда имеющихся на реальной металлической поверхности, может приводить к понижению работы выхода электронов до 2–3 эВ [4]. Соответственно, при понижении работы выхода электрона снижается требование к коэффициенту усиления электрического поля в микромасштабе и возможно увеличению плотности тока автоэлектронной эмиссии (см. рис. 10.1).

Из результатов, полученных в наших расчетах, следует, что при наличии тонкой диэлектрической пленки, частично покрывающей поверхность металла, для развития взрывной электронной эмиссии на краю пленки во внешнем потоке плазмы вполне достаточным оказывается умеренного дополнительного усиления поля на микрорельефе поверхности на уровне $\beta \sim 10$ –20, поскольку поле вблизи края пленки уже усилено на два порядка. Приведенные ниже

результаты численных расчетов были получены при $\beta = 15$, при этом работа выхода электронов с поверхности титана полагалась равной $\phi = 3$, т.е. несколько меньшей табличного значения для чистого титана.

При расчете распространения пучка эмитированных электронов и его взаимодействия с поверхностью пленки в нашей модели используется средняя (макроскопическая) плотность эмитируемого тока \bar{j}_e , которая связана с микроскопической плотностью тока j_e , эмитируемого с вершин микровыступов металла, соотношением

$$\bar{j}_e = \bar{s}Nj_e \equiv Aj_e, \quad (10.2)$$

где \bar{s} – средняя площадь эмитируемой поверхности на вершине выступа, N – число выступов на единицу поверхности металла, $A = \bar{s}N < 1$. В наших расчетах параметр A полагался равным 0.01, т.е. суммарная площадь эмитирующих зон на вершинах микровыступов составляла в среднем одну сотую от общей площади поверхности металла. В этом случае локальная плотность тока на вершинах выступов $j_e \geq 10^8$ А/см², необходимая для развития взрывной неустойчивости, достигается при средних плотностях автоэмиссионного тока $\bar{j}_e \geq 10^6$ А/см² [1, 2].

Заметим, что целью этих расчетов было не определение точных численных значений параметров, при которых происходит возбуждение микроплазменных разрядов в том или ином эксперименте, а лишь демонстрация возможности достижения порогов взрывной эмиссии на краю диэлектрической пленки на металле в условиях эксперимента [5-7], а также существования двух различных режимов автоэлектронной эмиссии в зависимости от формы среза пленки. Ввиду неопределенности в значениях ϕ , β и A и сильной зависимости средней плотности автоэмиссионного тока от них, согласование с конкретным экспериментом нетрудно достичь относительно небольшим варьированием этих параметров. Более того, в одном и том же эксперименте параметры металлической поверхности (микрорельеф, наличие примесей) меняются неконтролируемым образом вдоль края пленки, и

микроразряды непредсказуемо появляются в местах, где, по-видимому, возникают наиболее благоприятные условия для их развития.

При расчете тока и объемного заряда эмитированных электронов использовалась численная схема, аналогичная описанной выше схеме "струй в ячейке", использованной для расчета ионной компоненты плазмы. Эмитированные электроны на каждом шаге по времени представлялись в виде струй, стартующих с поверхности металла и распространяющихся в постоянном электрическом поле. Интенсивность струй и их число на единицу длины на поверхности металла выбирались в соответствии с распределением плотности автоэмиссионного тока \bar{j}_e на металле, а вклад каждой струи в пространственный заряд численной ячейки определялся с учетом ускорения электронов в электрическом поле. При этом шаг по времени Δt был ограничен требованием, чтобы он был много больше времени пролета электронов через область интегрирования, но при этом поле слабо менялось за один шаг по времени.

Численные расчеты показали, что максимальная величина поля на металле и характер автоэлектронной эмиссии вблизи края диэлектрической пленки на металле существенно зависят от того, взаимодействуют или нет эмитированные электроны с поверхностью диэлектрика. В связи с этим рассмотрим два режима автоэлектронной эмиссии, отличающиеся наклоном среза диэлектрической пленки.

10.3 Автоэлектронная эмиссия с поверхности металла в плазме при наклонном срезе диэлектрической пленки

Расчеты показали, что при углах среза пленки $\alpha \leq 80^\circ$ эмитированные электроны не попадают на диэлектрическую пленку и, ускоряясь в электрическом поле, уходят в сторону анода. В этом случае при плотностях тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e на уровне 10^6 – 10^7 А/см², достаточных для развития взрывной эмиссии с поверхности металла, и характерных размерах

эмиссионной зоны порядка 0.1 мкм объемный заряд эмитированного электронного пучка слабо влияет на распределение электрического потенциала вблизи края пленки, и поле на металле растет со временем практически так же, как и в отсутствие автоэлектронной эмиссии.

На рис. 10.2 показана зависимость от времени максимальной напряженности электрического поля на металле и плотности тока автоэлектронной эмиссии, рассчитанного по формуле (10.2), для следующих параметров: $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ, водородная плазма, $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 80^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 10$, $A = 0.01$. При этом $r_D \approx 12.5$ мкм, $d/r_D = 0.04$, $e\phi_0/T_e = -40$.

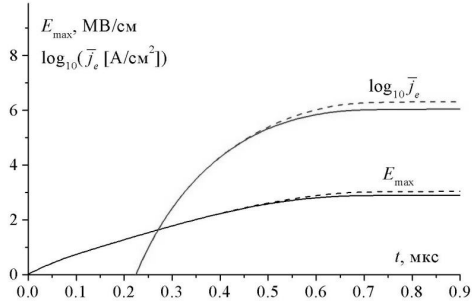


Рис. 10.2 Зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле и плотности тока автоэлектронной эмиссии при $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 80^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$. Сплошными и пунктирными кривыми показаны результаты расчетов с учетом и без учета пространственного заряда эмитированных электронов, соответственно.

Из рисунка видно, что за характерное время зарядки пленки $\tau_{ch} \approx 0.8$ мкс максимальное значение напряженности электрического поля на металле вблизи края пленки достигает 2.9 МВ/см, что при $\varphi = 3$ эВ, $A = 0.01$ и коэффициенте дополнительного усиления поля на неровностях металлической поверхности β

$= 15$ оказывается достаточным для генерации автоэмиссионного тока со средней плотностью $\bar{j}_e \approx 1.1 \text{ MA/cm}^2$ и, соответственно, для перехода в режим взрывной эмиссии с микровыступов поверхности металла. Пунктиром на рис. 10.2 показаны результаты расчета без учета пространственного заряда эмитированных электронов. Видно, что учет пространственного заряда приводит лишь к незначительному понижению максимальной напряженности электрического поля на металле, однако при этом, в результате сильной зависимости \bar{j}_e от E_{max} , плотность автоэмиссионного тока вблизи края пленки падает примерно в два раза ($\Delta \log_{10} \bar{j}_e \approx -0.3$).

На рис. 10.3 показано распределение электрического потенциала вблизи края пленки при $t = 0.8$ нс, а также профили напряженности электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока для тех же параметров, что и на рис. 10. 2. Максимальное значение $|E_y|$ достигается при $x \rightarrow 0$ и составляет 2.9 MB/cm . Вдали от края пленки напряженность электрического поля на металле быстро спадает и при $x \sim 10r_D \sim 100 \text{ мкм}$ составляет $\approx 30 \text{ кВ/см}$, т.е. поле вблизи края пленки усиливается примерно в 100 раз. Отметим, что на поверхности металла, покрытой диэлектрической пленкой, поле также усиливается, достигая $\approx 8 \text{ MB/cm}$ при $x \rightarrow -\infty$.

Поскольку с поверхности металла, покрытой пленкой ($x < 0$) автоэлектронной эмиссии не происходит, эта область в контексте данного исследования интереса не представляет. Поэтому на рис. 10.3 профиль модуля электрического поля на металле приведен только для положительных значений x . В верхней части рис. 10.3 также показаны траектории эмитированных электронов. Видно, что при угле среза пленки $\alpha = 80^\circ$ электроны, хотя и отклоняются в сторону пленки, но не задевают ее и затем уходят в направлении анода. Аналогичная картина наблюдается и при меньших значениях α , однако плотность автоэмиссионного тока при прочих равных параметрах существенно снижается.

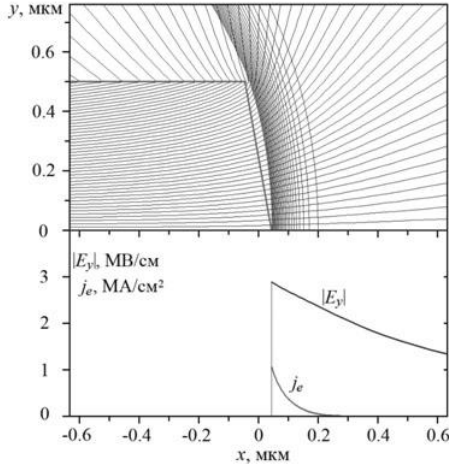


Рис. 10.3 Распределение электрического потенциала вблизи края пленки при $t = 0.7$ мкс, а также профили напряженности электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока для параметров $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 80^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$. В верхней части рисунка также показаны траектории эмитированных электронов. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 0.5T_e/e$.

10.4 Автоэлектронная эмиссия с поверхности металла в плазме при прямоугольном срезе диэлектрической пленки

На рис. 10.4 показана структура электрического потенциала непосредственно вблизи края пленки на стадии насыщения зарядки ($t = 1.2$ мкс $\approx 1.5\tau_{ch}$) для параметров $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 80^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$. На рисунке также показан профиль модуля напряженности электрического поля $|E_y|$ на открытой поверхности металла ($x > 0$, $y = 0$). Максимальное значение $|E_y|$ достигается при $x \rightarrow 0$ и составляет ≈ 3.7 МВ/см. Для принятых нами параметров поверхности металла ($\varphi = 3$ эВ, $\beta = 10$, $A = 0.01$) такой напряженности поля формально хватает для обеспечения плотности автоэмиссионного тока с вершин микровыступов металла на уровне

$j_e \sim 10^9$ А/см², заведомо достаточном для развития взрывной эмиссии. Однако, как будет показано ниже, взаимодействие эмитируемых электронов с торцом пленки приводит к существенному понижению напряженности поля на металле, в результате чего плотность автоэмиссионного тока становится ниже порога взрывной эмиссии.

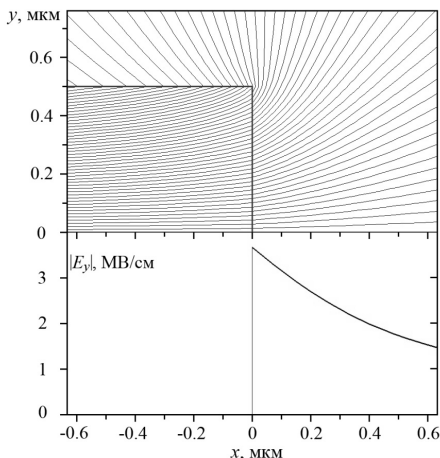


Рис. 10.4 Структура электрического потенциала вблизи прямоугольного среза диэлектрической пленки и профиль напряженности электрического поля на открытой поверхности металла ($x > 0$, $y = 0$) в установившемся режиме ($t \approx 1.5\tau_{ch}$) для параметров $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\varepsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 80^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 0.5T_e/e$.

В случае прямоугольного среза пленки, в отличие от случая наклонного среза, рассмотренного в предыдущем разделе, эмитированные электроны попадают на торец пленки. В отсутствие ВЭЭ с поверхности диэлектрика эти электроны осаждаются на торце пленки и заряжают его отрицательно, тем самым снижая напряженность электрического поля на поверхности металла.

На рис. 10.5 сплошными кривыми показаны зависимости от времени максимального электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока в отсутствие ВЭЭ с торца пленки. Пунктирными линиями показана

временная зависимость максимального электрического поля на металле в отсутствие автоэлектронной эмиссии, а также плотности автоэмиссионного тока, формально соответствующего этому полю.

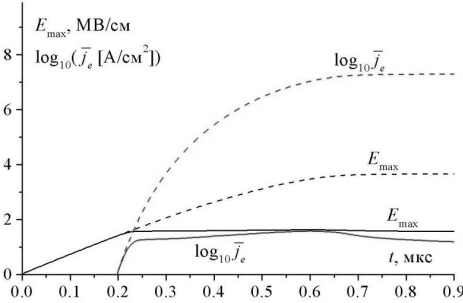


Рис. 10.5 Зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле E_{\max} и плотности тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e при $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$, рассчитанные без учета ВВЭ с поверхности диэлектрика. Пунктирными кривыми показаны зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля в отсутствие автоэлектронной эмиссии и плотности автоэмиссионного тока, формально соответствующего этой напряженности.

Из рисунка видно, что в начальной стадии процесса, поле нарастает так же, как и в отсутствие автоэлектронной эмиссии. Однако после того как плотность автоэмиссионного тока, попадающего на торец пленки ($j_d \sim \bar{j}_e/a$, где $a \approx 5$ – отношение толщины пленки $d = 0.5$ мкм к характерной ширине области автоэлектронной эмиссии $\Delta x \approx 0.1$ мкм), становится сравнимой с плотностью ионного тока заряжающего внешнюю поверхность пленки ($j_i \approx 2$ А/см²), рост поля прекращается, и плотность тока автоэлектронной эмиссии насыщается на уровне $\bar{j}_e \sim 10$ А/см².

Ситуация изменяется радикально при наличии ВЭЭ с поверхности диэлектрика. Если перепад напряжения на краю пленки превышает первый

критический потенциал ВЭЭ, то количество электронов, выбиваемых с торца пленки, может превосходить число падающих электронов. В результате, некоторые участки на поверхности торца пленки могут приобретать положительный заряд, там самым увеличивая напряженность поля на металле (или хотя бы частично компенсируя ее уменьшение в результате осаждения электронов на торец пленки).

В численных расчетах нами использовалась следующее выражение для коэффициента ВЭЭ [8]

$$\delta = \delta_m \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \exp \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \right) \right]^\kappa, \quad (10.3)$$

широко используемое для моделирования вторично-эмиссионных процессов на поверхностях металлов и диэлектриков [9-12]. Здесь ε – энергия падающего (первичного) электрона; $\delta_m = \delta_{m0}(1 + \theta^2/2\pi)$ – максимальное значение δ при заданном угле падения θ (отсчитываемом от нормали к поверхности, бомбардируемой электронами); $\varepsilon_m = \varepsilon_{m0}(1 + \theta^2/\pi)$ – энергия соответствующая максимальному значению δ при заданном θ ; δ_{m0} – максимальное значение δ при $\theta = 0$; ε_{m0} – энергия соответствующая максимальному значению δ при $\theta = 0$; $\kappa = 0.62$ при $\varepsilon/\varepsilon_m < 1$; $\kappa = 0.25$ при $\varepsilon/\varepsilon_m > 1$.

Приведенные ниже результаты получены при $\delta_{m0} = 2.5$ и $\varepsilon_{m0} = 300$ эВ. В этом случае первый критический потенциал (энергия, при которой коэффициент ВЭЭ становится равным единице) равен $\varepsilon_1 \approx 30$ эВ, что соответствует экспериментальному значению ε_1 для пленки TiO_2 , полученной путем нагрева на открытом воздухе.

В используемом нами методе "струй в ячейке" процесс генерации вторичных электронов реализовывался следующим образом. Если траектория электрона, пересекала поверхность диэлектрика, то далее она продолжалась из точки пересечения в направлении, определяемом случайным образом с плотностью вероятности $dP/d\Omega = \cos\theta'/\pi$, где $d\Omega$ – элемент телесного угла, θ' –

угол вылета вторичного электрона относительно нормали к поверхности. Ток, переносимый "вторичной" струей принимался равным току "первичной" струи (до пересечения с поверхностью диэлектрика), умноженному на коэффициент ВЭЭ δ . При этом на поверхности диэлектрика струя оставляла заряд равный $\Delta\rho = (1 - \delta)\Delta I\Delta t$, где $\Delta I < 0$ – ток, переносимый электронной струей, Δt – шаг по времени, т.е. при $\delta > 1$ плотность поверхностного заряда на диэлектрике возрастала, а при $\delta < 1$ уменьшалась. Начальная скорость вторичной струи задавалась случайным образом с плотностью вероятности $dP/dv = (v^3/2v_{Te}^4)\exp(-v^2/2v_{Te}^2)$, соответствующей тепловому распределению вторичных электронов с тепловой скоростью v_{Te} . В наших расчетах температура вторичных электронов $T_e = m_e v_{Te}^2$ полагалась равной 2 эВ. До своего ухода на положительно заряженный верхний электрод струя может испытывать многократные столкновения с поверхностью диэлектрика, при каждом из которых ток, переносимый струей, умножался на значение δ при данном столкновении. Если ток струи после очередного столкновения становился ниже одной сотой своего первоначального значения, процесс распространения струи обрывался.

На рис. 10.6 приведены зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле и соответствующей плотности автоэмиссионного тока для тех же параметров, что и на рис. 10.5, но с учетом ВЭЭ с торца пленки; пунктиром также показана зависимость от времени автоэмиссионного тока в линейном масштабе. Из рисунка видно, что хотя учет ВЭЭ с торца пленки частично компенсирует эффект подавления электрического поля на металле за счет осаждения эмитированных электронов на диэлектрике, однако максимальная плотность автоэмиссионного тока не достигает величин, необходимых для развития взрывной эмиссии.

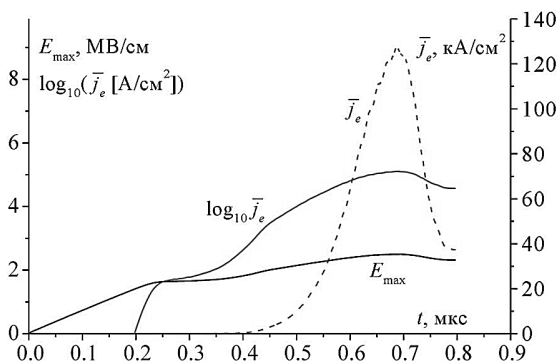


Рис. 10.6 Зависимости от времени максимальной напряженности электрического поля на металле E_{\max} и плотности тока автоэлектронной эмиссии \bar{j}_e при $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$ (диэлектрическая проницаемость пленки), $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$, рассчитанные с учетом ВВЭ с поверхности диэлектрика. Пунктирной кривой показана зависимость от времени плотности тока автоэлектронной эмиссии в линейном масштабе.

Отметим, что для достижения критической плотности усредненного тока $\bar{j}_e \sim 1$ МА/см 2 в наших условиях формально достаточно увеличить максимальную напряженность поля всего лишь на 15% (с 2.64 до 3 МВ/см). На первый взгляд, этого можно было бы достичь простым увеличением коэффициента усиления поля β с 15 до 17.25 (или эквивалентным уменьшением работы выхода φ с 3 до 2.7). Однако попытки поднять плотность тока \bar{j}_e с помощью увеличения β в данной ситуации оказались безуспешными, т.к. поле E_{\max} уменьшалось примерно в той же пропорции, в результате произведение βE_{\max} и, соответственно, плотность тока \bar{j}_e оставались практически на прежнем уровне. Это означает, что система обладает своего рода обратной связью, не позволяющей в данном случае существенно увеличить плотность автоэмиссионного тока. Вместе с тем, не исключено, что при каком-то другом наборе параметров плотность автоэмиссионного тока вблизи прямоугольного

среза пленки может достигать значений, необходимых для развития взрывной эмиссии. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

10.5 Взаимодействие автоэмиссионных электронов с торцевой поверхностью диэлектрической пленки

Из рис. 10.6 видно, что для данных параметров задачи автоэмиссионный ток, генерируемый вблизи прямоугольного среза диэлектрической пленки, носит импульсный характер. Плотность тока нарастает за время порядка 0.1 мкс до максимального значения $\bar{j}_e^{\max} \approx 130 \text{ кА/см}^2$, затем также быстро спадает до $\approx 40 \text{ А/см}^2$. При этом торец пленки подвергается интенсивной бомбардировке как автоэмиссионными электронами, так и электронами, рожденными в результате ВЭЭ с поверхности диэлектрика и ускоряющимися в сильном электростатическом поле, генерируемом на краю пленки.

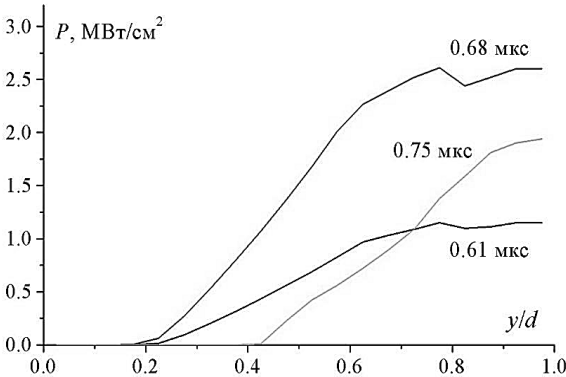


Рис. 10.7 Распределения плотности мощности, вкладываемой электронами в поверхность вертикального торца диэлектрической пленки, на фронте, вершине и спаде импульса автоэмиссионного тока для параметров: $\phi_0 = -400 \text{ В}$, $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10 \text{ эВ}$ (водородная плазма), $d = 0.5 \text{ мкм}$, $\epsilon = 2$, $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 3 \text{ эВ}$, $\beta = 15$, $A = 0.01$, рассчитанные с учетом ВЭЭ с поверхности диэлектрика.

На рис. 10.7 показаны распределения плотности мощности, вкладываемой в поверхность торца пленки автоэмиссионными и вторичноэмиссионными электронами для различных моментов времени: на фронте, вершине и спаде

импульса автоэмиссионного тока. Из рис. 10.7 видно, что мощность вкладывается в основном в верхнюю половину прямоугольного среза пленки ($y > d/2$). Максимальная плотность мощности на верхнем краю среза пленки достигает $P \approx 2.6$ МВт/см². Такое интенсивное энерговыделение приводит к существенному нагреву поверхности диэлектрика. Изменение температуры на поверхности диэлектрика в течение импульса автоэмиссионного тока можно оценить как $\Delta T \sim P\Delta t/(\rho C_m \Delta x)$, где Δt – характерное время нагрева, ρ – плотность диэлектрика, C_m – удельная теплоемкость диэлектрика, $\Delta x \sim (\chi \Delta t)^{1/2}$ – глубина прогрева диэлектрика, $\chi = \kappa/(\rho C_m)$ – температуропроводность диэлектрика, κ – теплопроводность диэлектрика. Подставляя сюда характерное значение плотности вкладываемой мощности на фронте импульса тока $P \sim 1$ МВт/см², длительность фронта импульса вкладываемой мощности $\Delta t \sim 0.1$ мкс и параметры диэлектрика (TiO₂) из [13]: $\rho = 4$ г/см³, $C_m = 0.9$ Дж/(г К), $\kappa = 0.036$ Вт/(см К), получаем $\Delta T \sim 1000$ К. Быстрый нагрев торца диэлектрической пленки до такой температуры может приводить к интенсивной десорбции газа с поверхности диэлектрика.

Мы провели также расчет температуры диэлектрика $T(x, y, t)$ с помощью решения уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_m T) = \nabla \cdot (\kappa \nabla) T \quad (10.4)$$

с начальным условием $T(x, y, 0) = T_0 = 20$ °С, граничными условиями $\partial T/\partial x = P(y, t)/\kappa$ на торце диэлектрической пленки ($x = 0$), $\partial T/\partial y = 0$ на верхней поверхности пленки ($y = d$) и $T = T_0$ на нижней поверхности пленки ($y = 0$). Левая граница расчетной области была отнесена достаточно далеко от края пленки с тем, чтобы граничные условия на ней не влияли на распределение температуры вблизи среза пленки. Результаты расчета в виде изотерм внутри диэлектрика ($x < 0$, $0 < y < d$) для момента времени $t = 0.71$ мкс приведены на рис. 10.8. Максимальная температура достигается на краю вертикального среза пленки и составляет около 940 °С, что хорошо согласуется с полученной выше оценкой. Быстрый нагрев торца диэлектрической пленки до температуры $T \sim$

1000 °С может приводить к интенсивной десорбции газа с поверхности диэлектрика, его ионизации с образованием плотной плазмы, усилением электрического поля, электрическому пробую пленки и ее разрушению.

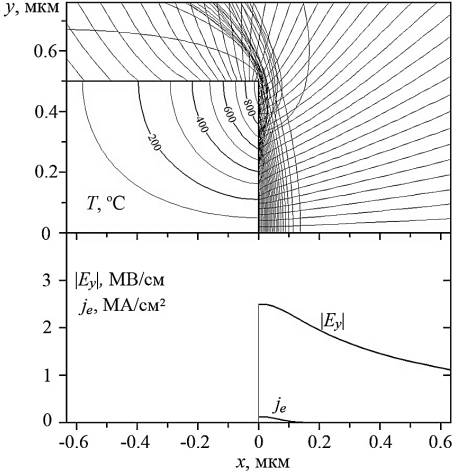


Рис. 10.8 Распределения электрического потенциала вблизи края пленки и температуры внутри диэлектрика при $t = 0.71$ мкс, а также профили напряженности электрического поля на металле и плотности автоэмиссионного тока, рассчитанные для параметров: $\phi_0 = -400$ В, $n_e = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T_e = 10$ эВ (водородная плазма), $d = 0.5$ мкм, $\epsilon = 2$, $\alpha = 90^\circ$, $\varphi = 3$ эВ, $\beta = 15$, $A = 0.01$, рассчитанные с учетом ВВЭ с поверхности диэлектрика. В верхней части рисунка также показаны траектории эмитированных электронов. Разность потенциалов между соседними эквипотенциальными линиями $\Delta\phi = 0.5T_e/e$.

На рис. 10.8 также показано распределение электрического потенциала вблизи края пленки и профили напряженности электрического поля на металле и плотности тока автоэлектронной эмиссии при $t = 0.71$ мкс. В верхней части рисунка показаны траектории электронов, эмитируемых с поверхности металла и бомбардирующих торец пленки, а также электронов, генерируемых в результате ВЭЭ с поверхности диэлектрика (нарисованы траектории примерно одной двухсотой из полного числа электронных "струй" используемых в расчете).

Другой причиной интенсивной десорбции газа с поверхности диэлектрика является ее бомбардировка автоэмиссионными и вторичноэмиссионными электронами. На рис. 10.9а показаны профили плотности потока электронов, падающих на торцевую поверхность пленки, для тех же моментов времени, что и на рис. 10.8. На рис. 10.9б приведены значения средней энергии электронов, бомбардирующих торцевую поверхность пленки, полученные делением плотности потока энергии (рис. 10.8) на плотность потока электронов (рис. 10.9б): $\langle \varepsilon \rangle = P/(dN/dt)$.

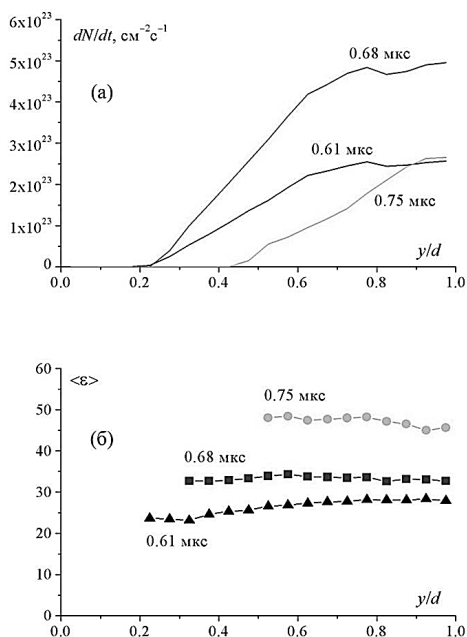


Рис. 10.9 Распределения (а) плотности потока и (б) средней энергии электронов, падающих на поверхность вертикального торца диэлектрической пленки, на фронте, вершине и спаде импульса автоэмиссионного тока для параметров, соответствующих рис. 10.8.

Из рис. 10.9 а видно, что максимальная плотность потока электронов на торец пленки составляет $\approx 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, т.е. количество электронов падающих на единицу поверхности за время импульса автоэмиссионного тока $\Delta t \approx 0.1 \text{ мкс}$ равно $\approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. При этом средняя энергия электронов, падающих на торец

пленки, составляет в максимуме плотности автоэмиссионного тока ($t = 0.71$ мкс) примерно 30 эВ (рис. 10.9б), хотя потенциал верхнего края торца пленки в этот момент равен ≈ 110 В. Это означает, что в бомбардировке поверхности диэлектрика в верхней части торца пленки принимают участие в основном вторичноэмиссионные электроны.

Обычно считается, что эффективность десорбции лежит в интервале от 10^{-4} до 10^{-2} молекул/электрон [14]. Однако такие значения были получены в опытах по электронной бомбардировке металлов при нормальном падении электронов на поверхность. В нашем случае электроны падают на поверхность диэлектрика под скользящими углами. В этих условиях эффективность десорбции существенно возрастает и может даже становиться значительно больше единицы [15]. Учитывая, что типичная плотность адатомов составляет $M_0 \sim 10^{16}$ см $^{-2}$ [16], это означает, что электронов, выпадающих на верхнюю часть торцевой поверхности пленки за время импульса автоэмиссионного тока, вполне достаточно для полного выбивания из нее адсорбированных молекул газа (в основном, водорода и кислорода).

Таким образом, быстрый нагрев верхней части торцевой поверхности пленки и ее интенсивная бомбардировка электронами могут приводить к импульсному выделению газа, адсорбированного на поверхности диэлектрика. Для типичной плотности адатомов $M_0 \sim 10^{16}$ см $^{-2}$, характерного времени десорбции $\Delta t \sim 0.1$ мкс и характерной скорости разлета молекул при $T \sim 1000$ °С от $v_g \sim 1.5 \cdot 10^5$ см/с (для H $_2$) до $4 \cdot 10^4$ см/с (для O $_2$) получаем, что плотность молекул в потоке десорбированного газа вблизи торца пленки составляет $N_g \sim 10^{18}$ см $^{-3}$.

Пучок автоэмиссионных электронов, проходя через газ, ионизует его. Степень ионизации газа пучком эмитированных электронов можно оценить следующим образом. Скорость ионизации газа dN_i/dt в апертуре пучка эмитированных электронов $\Delta x \sim 0.1$ мкм по порядку величины равна плотности потока эмитированных электронов \bar{j}_e / e , деленной на длину свободного пробега электрона в газе λ_e , которая при $N_g \sim 10^{18}$ см $^{-3}$ составляет $\sim 10^{-3}$ см. При

плотности автоэмиссионного тока $\bar{j}_e \sim 130 \text{ кА}$ получаем $dN_e/dt \sim (130 \text{ кА/см}^2)/(e10^{-3} \text{ см}) \sim 10^{27} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Пучок газа пересекает апертуру пучка эмитированных электронов за время $\tau \sim \Delta x/v_g \sim 10^{-10} \text{ с}$. Тогда после пересечения потоком газа апертуры пучка эмитированных электронов плотность заряженных частиц в потоке газа будет составлять $\tau dN_e/dt \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При ударной ионизации молекул газа пучком автоэмиссионных и вторично-эмиссионных электронов с характерными энергиями порядка 30 эВ (см. рис. 10.9б) температура электронов генерируемой плазмы будет порядка 10 эВ. Отсюда для дебаевского радиуса образующейся плазмы получаем $r_D \sim 0.1 \text{ мкм}$. Характерная напряженность поля при контакте такой плазмы с металлом составляет $E \approx T_e/er_D \sim 10^6 \text{ В/см}$. При проникновении в такую плазму приложенного внешнего напряжения 400 В поле на металле возрастает примерно в четыре раза, что с учетом усиления поля на микровыступах поверхности металла на уровне $\beta \sim 10\text{--}20$ оказывается достаточным для возбуждения взрывной электронной эмиссии с вершин микровыступов, с последующим формированием микроплазменного разряда вблизи края диэлектрической пленки.

Литература к разделу 10

1. *Месяц Г.А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. 454с.
2. *Месяц Г.А., Проскуровский Д.И.* Импульсный электрический разряд в вакууме. — Новосибирск: Наука, 1984. 256с.
3. *Ivanov V. A., Jüttner B., Pursch H.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. P. 334.
4. *Nikolic, M. V.; Radic, S. M.; Minic, V.; Ristic, M. M.* The dependence of the work function of rare earth metals on their electron structure // *Microelectronics Journal*. 1996. February (vol. 27, no. 1). P. 93—96.—ISSN 0026-2692. doi:10.1016/0026-2692(95)00097-6.
5. *V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev* Formation of a Strong Electric Field Resulting in the Excitation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film on a Metal in a Plasma Flow // *Plasma Physics Reports*, 2016, Vol. 42, No. 6, pp. 619–632.
6. *А. С. Сахаров, В. А. Иванов* Автоэлектронная эмиссия как механизм инициирования микроплазменных разрядов на металле в потоке плазмы // *Успехи прикладной физики*. 2016. Т.4. №2. С.150-166.
7. *V A Ivanov, A S Sakharov, M E Konyzhev, T I Kamolova, A A Dorofeyuk and L I Kuksenova* Microplasma discharges excited by a plasma flow on constructional metals // *Journal of Physics: Conf. Series* 907 (2017) 012023 doi :10.1088/1742-6596/907/1/012023
8. *Vaughan J R M* 1989 IEEE Trans. Electron Dev. **36** 1963
9. *Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M.E.* / *Microwave Discharges: Fundamentals and Applications (Proc. of 7th International Workshop Microwave discharges: Fundamentals and Applications, Hamamatsu, 2009)*, Ed. by M. Kando and M. Nagatsu. Shizuoka: Shizuoka University, 2009. P. 34. ISBN: 978-4-9905002-0-7 (JP: 21757181)
10. *V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, and M.E. Konyzhev* Strong Local Interaction of Microwave Discharges with Solid Dielectrics in Vacuum // In book: "Microwave

discharges: Fundamentals and Applications". Edited by M. Kando and M. Nagatsu. Shizuoka University: 2010. Proceedings of the 7th International Workshop Microwave discharges: Fundamentals and Applications. CURREAC, Hamamatsu, Japan, September 22-27, 2009. Pp. 34-39. ISBN: 978-4-9905002-0-7 (JP: 21757181), (242p).

11. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, M. E. Konyzhev, Yu. A. Tarbeeva «Microwave Power Absorption by a Multipactor Discharge on a Dielectric Surface: Theory and Experiment" // Proceedings of the 7-th International Workshop on Multipactor, Corona, and Passive Intermodulation in Space RF Hardware (MULCOPIIM-2011, S43). 21-23 September 2011, Valencia, Spain.

12. А. С. Сахаров, В. А. Иванов, Ю. А. Тарбеева, М. Е. Кобычев "Теоретическое и экспериментальное исследование поглощения мощности СВЧ - излучения односторонним мультипакторным разрядом на поверхности диэлектрика" // Прикладная физика, 2011, № 6, с. 111-120

13. Таблицы физических величин. Под ред. акад. И.К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976. 1008 с. Справочник

14. Антонец П. Модель электронно-стимулированной и фотонно-стимулированной десорбции, Р., Физический обзор, 21.9, страницы: 3811—3815, май 1980 г., Американское физическое общество, doi: 10.1103/PhysRevB.21.3811.

15. В.Н. Агеев, Ю.А. Кузнецов, Н.Д. Потехина Использование электронно-стимулированной десорбции в изучении адсорбированных слоев // Журнал технической физики, 2013, том 83, вып. 6. С.85-91

16. Канищев В.Н., Катрич Н.П. Термоактивированная и электронно - стимулированная десорбция газов, имплантированных в металлы // Атомная энергия. Том 61. Вып. 2. 1986 г.С. 95-99.

Раздел 11. Измерение температуры электронов в микроплазменных разрядах, возбуждаемых на поверхности титана

В данном разделе представлены результаты исследования спектра излучения микроплазменного разряда, возбуждаемого на поверхности титанового образца при воздействии импульсного потока плазмы в режиме поддержания разряда импульсным электрическим током амплитудой 200 А и длительностью 20 мс. На основании анализа более 100 линий излучения атомов и ионов титана в интервале длин волн 350–800 нм сделана расчет электронной температуры в микроплазменном разряде, величина которой находится в интервале 0.5-1.1 эВ.

11.1 Введение

В работе [1] было экспериментально установлено, что в вакууме при остаточном давлении воздуха $p < 0.001$ Па воздействие импульсного (длительностью ~ 1 мкс) потока плазмы с объемной плотностью заряженных частиц $n_e > 10^{15}$ см⁻³ и температурой электронов около 10 эВ приводит к возникновению электрических разрядов между двумя чистыми металлическими электродами, находящимися при большой разности потенциалов ~ 100 кВ. В работах [2-6] экспериментально и теоретически показано, что существенную роль в процессе возбуждения разрядов на поверхности металлов при воздействии внешнего потока плазмы играют естественные или специально нанесенные на поверхность металлов диэлектрические пленки. При этом в вакууме воздействие потока плазмы на металлические образцы с нанесенной на их поверхность диэлектрической пленкой толщиной 0.1-1 мкм приводит к возбуждению микроплазменных разрядов (МПР) при существенно меньшей плотности плазмы $n_e \approx 10^{12}$ см⁻³, чем это было обнаружено в [1], и при значительно меньшем значении напряжения ≈ 100 В на металлических образцах [2-6]. Это явление существенного снижения порогов возбуждения МПР на металлах на несколько порядков как по плотности плазмы, так и по величине

приложенного напряжения, обусловлено тем, что при взаимодействии плазменного потока с металлом, покрытым диэлектрической пленкой, происходит накопление электрического заряда на внешней поверхности пленки. В результате поверхность пленки заряжается до плавающего потенциала плазмы, величина которого близка к потенциалу стенок вакуумной камеры [7]. В местах разрыва пленки или на ее краю вблизи открытой поверхности металла, т.е. на срезе пленки толщиной около 1 мкм, за короткое время ~ 1 мкс [4] могут возникать разности потенциалов порядка приложенного к образцу напряжения, и, таким образом, большие электрические поля ~ 1 МВ/см. При таких или даже при существенно меньших величинах электрических полей ~ 100 кВ/см [6] происходит электрический пробой по срезу диэлектрической пленки вблизи ее края, а образовавшаяся плазма поверхностного электрического пробоя ($\sim 10^{20}$ см $^{-3}$) [8-10] вызывает появление микроплазменных разрядов уже на металле с образованием плотной ($\sim 10^{20}$ см $^{-3}$) [11] сильно локализованной плазмы с характерными размерами 1-100 мкм [12, 13]. Воздействие такой плазмы на металл приводит к появлению в контактном слое плазма-металл сильных макроскопических электрических полей ~ 10 МВ/см (при этом микроскопические поля могут быть на порядок больше), которые инициируют ток электронной эмиссии большой плотности из металла в плазму и переход к взрывной эмиссии [1]. При этом происходят разогрев и плавление металла в локальных областях на поверхности титана с формированием над расплавом области высокого давления [14]. Вследствие быстрого движения МПР по поверхности образца со скоростью до сотен м/с [12, 13] происходит затвердевание расплавленных локальных областей металла с характерной скоростью остывания $\sim 10^6$ К/с с образованием микрократеров с характерными размерами 0.1-30 мкм [15, 16]. В результате этих процессов происходит существенная перестройка морфологии и структуры поверхностного слоя металла глубиной до 20 мкм и формирование прочного микрорельефа на его поверхности [17-29].

Следует отметить, что внешний поток плазмы с длительностью импульса около 20 мкс производит инициирование микроплазменных разрядов, и, далее, плазма самих микроплазменных разрядов инициирует микроплазменные разряды в тех местах, где имеется край диэлектрической пленки на открытой поверхности металла. Поскольку электрическое поле E , возникающее на краю диэлектрической пленки, зависит от плотности плазмы n и температуры электронов T_e как $E \propto \sqrt{nT_e}$, то для оценки величины поля важно измерять эти параметры в микроплазменных разрядах.

Цель исследований, представленных в данном разделе, состояла в изложении и анализе результатов изучения оптического излучения микроплазменного разряда и по соотношению интенсивностей спектральных линий расчете электронной температуры плазмы, возникающей на поверхности титана в условиях развития микроплазменных разрядов.

11.2 Экспериментальные условия, постановка эксперимента и методы исследований

Исследования микроплазменных разрядов проводились на титановых образцах на установке “Сфера” [15, 16] (рис. 11.1).

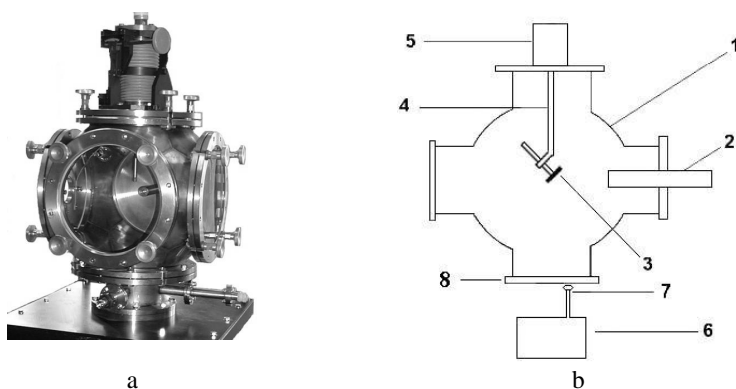


Рис. 11.1 Установка “Сфера”: а -фотография установки, б -схема размещения плазменного инжектора, образца и спектральной аппаратуры. 1 - вакуумная камера, 2 -плазменный инжектор, 3 -образец на держателе манипулятора, 4 - шток вакуумного манипулятора, 5 -вакуумный манипулятор, 6 -спектрометр

Для получения спектров излучения микроплазменных разрядов, имеющих размеры не более 100 мкм и быстро перемещающихся по поверхности титана, применялся метод интегральной оптической спектроскопии. Излучение собиралось из области, существенно превышающей характерные размеры микрозарядов, а время его регистрации выбиралось совпадающим с длительностью разряда. По результатам анализа спектра и соотношения интенсивностей линий атомов и ионов выполнялись оценки температуры, основанные на модели плазмы, наиболее близко описывающей условия в микроплазменных разрядах. Ранее выполненные исследования позволили прийти к заключению, что работа [11], посвященная исследованию возбуждения микрозарядов на поверхности графита, наиболее близка по постановке и ожидаемым результатам к нашим исследованиям. В [11] показано, что плотность плазмы в микроплазменных разрядах на поверхности графита в местах локализации достигает значений $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов в непосредственной близости к месту локализации разряда составляет около 1 эВ при токе в разряде от 100 до 400А. Из этих измерений следует также, что при удалении от места локализации микрозарядов температура электронов возрастает от 1 эВ на расстоянии менее 1 мм до величины около 6 эВ на расстоянии 7 см от поверхности графита. Близкие результаты измерений температуры электронов (3-4 эВ) на расстояниях около 1 см от поверхности электрода были получены в работе [30] при токах разряда 500-1000 А. Рост температуры электронов с удалением от поверхности металла при протекании тока закономерен, так как на плазму в этих условиях действуют электродинамические силы, способные ускорять и существенно нагревать электронную компоненту плазмы.

В описываемых в этом разделе экспериментах нас интересовала величина электронной температуры микроплазмы в непосредственной близости к поверхности образца, на котором возбуждаются и длительно (20 мс) существуют микроплазменные разряды.

В экспериментах использовали образцы из технического титана марки ВТ-1, имеющего следующий атомный состав: титан (Ti) – 99,52% , железо (Fe) – 0.18%, кремний (Si) – 0.10%, углерод (C) – 0.07%, кислород (O) – 0.12%, водород (H) – 0.01%. Исходные образцы имели форму параллелепипеда $3.5 \times 3.5 \times 12$ мм и подвергались предварительной механической обработке (фрезерование, шлифование и полирование). Перед установкой в вакуумную камеру установки “Сфера” на поверхности образцов из титана формировалась диэлектрическая оксидная пленка: образцы выдерживались при температуре 400°C в воздушной атмосфере в течение 60 минут. В таком термическом режиме на поверхности титана формировалась оксидная диэлектрическая пленка толщиной около 1 мкм.

Закрепленный на держателе титановый образец помещался в вакуумную камеру, из которой механическим насосом откачивался воздух до остаточного давления 3 Па. В вакуумной камере размещался плазменный инжектор, который в результате высоковольтного электрического разряда (напряжение 7 кВ, ток 1.5 кА, длительность знакопеременного импульса 20 мкс) по поверхности полиметилметакрилата создавал импульсный поток плазмы. Измерения параметров импульсного потока плазмы выполнялись трехэлектродными зондами [31, 32]. По соотношению электронного и ионного токов насыщения было установлено, что основными компонентами плазмы являлись ионы водорода (90 %) и ионы углерода (9 %), а доля более тяжелых ионов не превышала 1 %. Было показано, что измеренная по величине ионного тока насыщения плотность водородно-углеродной плазмы в потоке в области размещения образцов составляла $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; длительность импульсного потока плазмы по уровню 0.1 от максимальной плотности – 20 мкс; длительность переднего фронта импульса плазмы – 5 мкс, а скорость распространения потока плазмы от инжектора к образцу имеет величину $5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ при электронной температуре плазмы в потоке около 10 эВ. Фотография плазменного потока и характерные осциллограммы импульса ионного тока насыщения плазмы вблизи

образцов и тока в плазменном инжекторе представлены на рис. 11.2 и 11.3 соответственно.

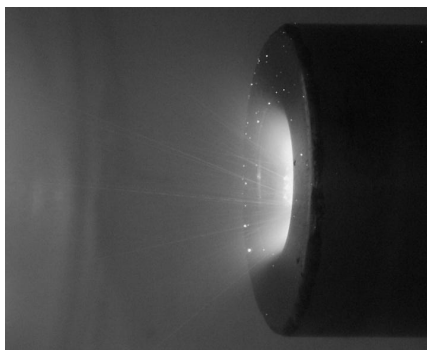


Рис. 11.2 Фотография свечения плазменного потока инжектора в видимом диапазоне длин волн (справа – плазменный инжектор диаметром 30 мм).

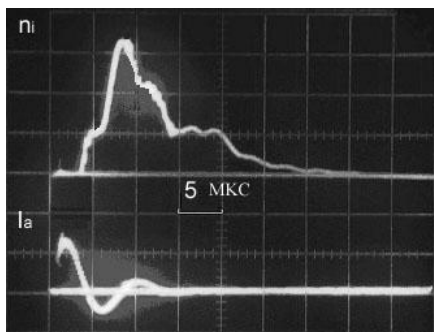


Рис. 11.3 Осциллограммы: n_i – импульс ионного тока насыщения плазмы инжектора вблизи поверхности образца, I_a – импульс электрического тока в плазменном инжекторе.

Возбуждение микроплазменных разрядов проводилось при начальном электрическом напряжении на титановом образце “–400 В”. При взаимодействии внешнего потока плазмы с титаном на его поверхности возникали микроплазменные разряды (рис. 11.4), которые представляли собой яркие локализованные светящиеся плазменные образования с характерными размерами от 1 до 100 мкм.

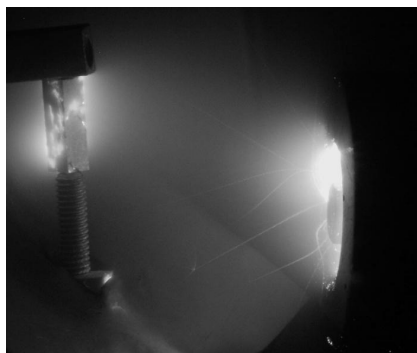


Рис.11.4 Фотография микроплазменных разрядов на титановом образце (слева) при воздействии плазменного потока инжектора (справа). Диаметр инжектора 30 мм.

В местах локализации МПР возникало плавление металла. В результате воздействия давления плазмы на расплавленный металл образовывались впадины с выступающими краями, т.е. в расплавленном металле формировались микрократеры. Вследствие быстрого охлаждения расплавленного металла и его кристаллизации эти кратеры в значительной степени сохраняли свою форму уже в твердом виде, формируя микрорельеф с характерными размерами выступов от 1 до 10 мкм (рис.11.5).

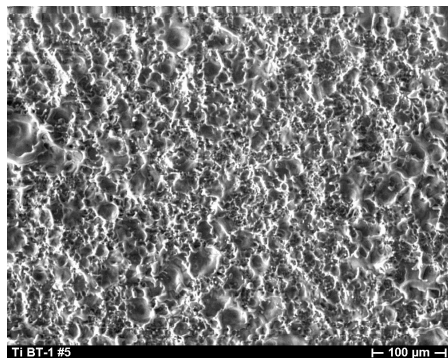


Рис. 11.5 Фрагмент поверхности титана с множеством микрократеров, образовавшихся в результате воздействия 10 микроплазменных разрядов в режиме: амплитуда тока разрядов 200А, длительность импульсов 20мс. Микрофотография получена с помощью растрового электронного микроскопа.

В процессе возбуждения микроплазменных разрядов на титановых образцах регистрировались осциллограммы тока МПР через образец $I(t)$ с практически постоянной амплитудой $I=200$ А, длительностью импульсов от 1 до 20 мс (рис. 11.6 а, с) и потенциала $U(t)$ на образцах (рис. 11.6 b, d). Установлено, что при протекании тока МПР через образец его электрический потенциал изменялся от -400 В до -30 В (рис. 11.6 b, d). Обнаружено также, что при МПР флуктуации тока во времени $I(t)$ были небольшими, а изменения потенциала $U(t)$ на образце могли изменяться в пределах 40-30 В(рис. 11.6 с, d).

В основном режиме исследования проводились при постоянных значениях амплитуды тока 200 А и длительности импульсов 20 мс. В качестве спектроскопического прибора использовался четырехканальный спектрометр AvaSpec-2048 с спектральным разрешением около 0.1 нм в диапазоне длин волн от 350 до 810 нм.

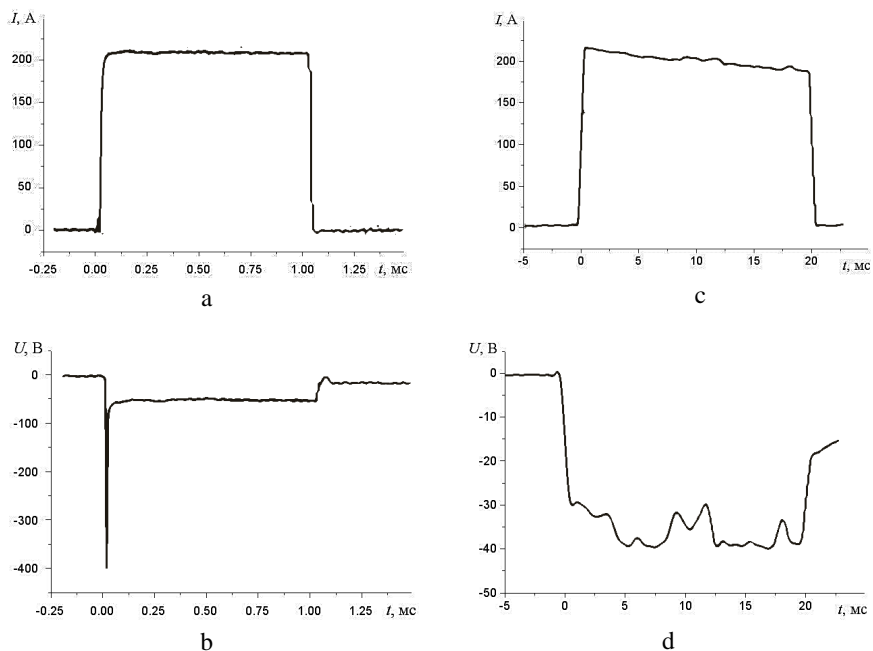


Рис. 11.6 Осциллограммы импульсов электрического тока (а, с) и падения напряжения на образце (b,d) при возбуждении МПП на титане. (а, b) соответствуют импульсам длительностью 1 мс, (с, d) соответствуют импульсам длительностью 20 мс.

Излучение микроплазменных разрядов с помощью коллимационной линзы фокусировалось на торце разветвленного оптоволоконного кабеля длиной 1.5 м, по которому излучение поступало на дифракционные решетки каналов спектрометра и регистрировалось с помощью встроенных CCD-линеек. При обработке результатов использовались данные калибровки оптического тракта в указанных диапазонах. Это позволяло проводить сопоставления интенсивностей измеренных линий во всем диапазоне длин волн спектрального прибора. Калибровка по длинам волн осуществлялась по характеристическим линиям атомов ртути, аргона и неона.

Область на образце, из которой принималось излучение микроплазменных разрядов, определялась путем измерения размеров светящегося пятна при вводе в оптоволоконный кабель с коллимационной

линзой со стороны спектрометра излучения зеленого лазера. Диаметр пятна лазерного излучения на образце составлял около 10мм. Такой размер области сбора излучения существенно превосходил размер светящейся области единичного микроплазменного разряда, а в область наблюдения могли попадать несколько локализованных ярких разрядных пятен. Тем самым измерения характеристического спектра в данном эксперименте усреднялись по нескольким светящимся объектам, находящимся в области наблюдения.

11.3 Основные результаты экспериментальных исследований

Полученные в эксперименте спектры излучения микроплазменного разряда на титане в девяти диапазонах длин волн, перекрывающих интервал длин волн от 350 до 800 нм, представлены на рис. 11.7. Спектры содержат большое количество линий, наиболее яркие из них принадлежат возбужденным нейтральным атомам (Ti I) и однозарядным ионам титана (Ti II). Ярких линий двукратно и трехкратно ионизованных атомов титана не обнаружено. Всего в спектре микроплазменного разряда идентифицировано 122 зарегистрированных линий атомов и однозарядных ионов титана, которые имеют достаточный уровень интенсивности. Кроме линий титана, зарегистрированы линии атомарного водорода серии Бальмера – H_{α} ($\lambda=656.3$ нм) и H_{β} ($\lambda=485.1$ нм), линия атомарного кислорода ($\lambda\approx 777$ нм), линии молекулярного углерода ($\lambda\approx 516$ нм, 513 нм, 474 нм, 472 нм, 470 нм, 468 нм). Все эти линии принадлежат атомам и молекулам, входящим либо в состав материала образца, либо в состав оксидной пленки, получаемой на поверхности образцов путем термического отжига в воздушной атмосфере. При этом на поверхности оксидной пленки возможно образование конденсата водяного пара из атмосферы, что также может привести к появлению линий водорода и кислорода в спектре микроплазменных разрядов. Были зарегистрированы линии дублета атомарного натрия Na ($\lambda\approx 589$ нм) и две линии однозарядных ионов кальция Ca ($\lambda\approx 393$ нм, 397 нм).

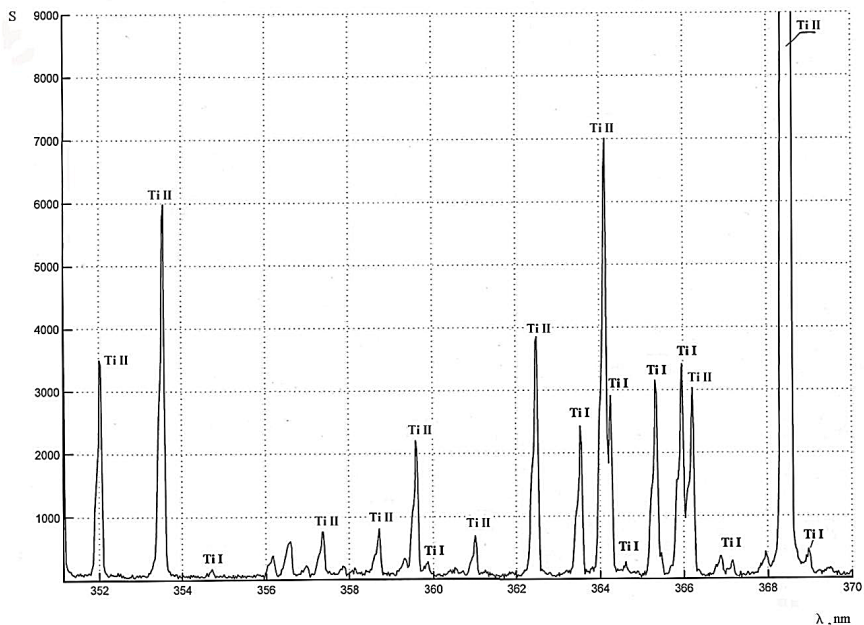


Рис. 11.7 Спектр излучения микроплазменного разряда на титане в диапазоне длин волн 350 нм –370 нм. S – интенсивность линий, зарегистрированная CCD матрицей без учета калибровочных коэффициентов компонентов оптической системы, λ - длина волны в нм.

Натрий и кальций не входят в состав титанового сплава образцов и оксидной пленки на поверхности титанового образца, поэтому выяснение их происхождения потребовало дополнительных исследований. В результате было установлено, что натрий и кальций присутствуют на поверхности держателя образцов, который монтировался в вакуумной камере либо непосредственно незащищенными руками без перчаток (этим обусловлено присутствие натрия в разряде), либо с помощью латексных перчаток, покрытых порошком, в состав которого входил кальций. При многократных возбуждениях микроплазменных разрядов на титане линии натрия и кальция постепенно ослабевают от импульса к импульсу, в то время как линии титана остаются стабильными. Эти результаты позволили сделать вывод, что в состав плазмы микроразрядов входят в основном атомы и однозарядные ионы титана.

Отсутствие линий высокоионизованных атомов титана указывает на то, что температура электронов в плазме разрядов не может превышать нескольких эВ. Действительно, линии двухзарядных ионов титана в интервале длин волн 350-800 нм отсутствуют. Линии трехзарядных ионов титана в этом интервале длин волн имеют длины волн 549 нм, 540 нм, 358 нм, а энергии возбуждения этих линий равны 28.6 эВ, 28.6 эВ, 32.1 эВ соответственно. Из работы [33] известно, что при температуре электронов плазмы, составляющей всего 10% от величины энергии ионизации или возбуждения, такие возбужденные ионы будут обязательно присутствовать в плазме. Поскольку трехкратно ионизованные ионы титана с характерной энергией возбуждения около 30 эВ не зарегистрированы, следует полагать, что температура электронов в плазме микрозарядов ниже 3 эВ.

Перейдем далее к анализу соотношения интенсивностей линий атомов и однозарядных ионов титана в микрозаряде. Для этого была отобрана 101 линия атомов и ионов титана, которые не имеют насыщения по интенсивности и не сливаются с близко расположенными соседними линиями. Для учета спектральной чувствительности использовались данные калибровки оптического тракта. Результаты представлены в таблице 1. Энергии возбуждения линий титана, приведенных в таблице, находятся в интервале значений 2-5.8 эВ. Оценка минимального значения электронной температуры в микрозаряде составит около 0.2 эВ. Можно полагать, что электронная температура в микрозаряде лежит в интервале значений 0.2-3 эВ. Из фотографий (см. рис. 11.4) видно, что размер области свечения микроплазменного разряда не превышает 1 мм. Из графика зависимости плотности плазмы от расстояния от центра микрозаряда получаем, что плотность плазмы на границе области свечения составляет величину 10^{15} см^{-3} .

Таблица 1 Характеристики экспериментально зарегистрированных линии излучения атомов и ионов титана в микроплазменном разряде. Заголовки столбцов: No – порядковый номер линии, λ_e – экспериментально измеренная длина волны линии, λ_T – табличное значение длины волны линии [34], Ti – состояние атома (Ti I) или одновалентного иона (Ti II) титана, J – относительная интенсивность линии с учетом калибровочных коэффициентов оптической системы.

No.	λ_e	Ti	λ_T	J	No.	λ_e	Ti	λ_T	J	No.	λ_e	Ti	λ_T	J
1	352,01	Ti II	352,02	7372	35	405,50	Ti I	405,50	197	69	480,47	Ti II	480,51	246
2	353,56	Ti II	353,54	15420	36	407,83	Ti I	407,85	128	70	481,09	Ti I	481,11	89
3	357,38	Ti II	357,37	1606	37	411,30	Ti I	411,27	171	71	482,01	Ti I	482,04	75
4	358,71	Ti II	358,71	866	38	417,17	Ti II	417,19	725	72	484,09	Ti I	484,09	216
5	359,59	Ti II	359,60	3032	39	429,44	Ti II	429,41	744	73	485,56	Ti I	485,60	168
6	361,02	Ti I	361,02	912	40	430,57	Ti I	430,59	502	74	487,01	Ti I	487,01	181
7	362,50	Ti II	362,48	3164	41	431,28	Ti II	431,28	357	75	489,99	Ti I	489,99	205
8	364,13	Ti II	364,13	7681	42	431,51	Ti I	431,48	371	76	491,35	Ti I	491,36	176
9	364,26	Ti I	364,27	2886	43	433,82	Ti II	433,79	695	77	491,96	Ti I	491,99	75
10	364,61	Ti I	364,62	261	44	439,49	Ti II	439,50	1796	78	492,18	Ti I	492,18	95
11	365,33	Ti I	365,35	3903	45	439,99	Ti II	439,98	246	79	498,17	Ti I	498,17	694
12	365,97	Ti II	365,97	3453	46	441,80	Ti II	441,77	432	80	499,11	Ti I	499,11	706
13	366,22	Ti II	366,22	3555	47	442,72	Ti I	442,71	229	81	500,72	Ti I	500,72	401
14	366,87	Ti I	366,89	336	48	445,53	Ti I	445,53	121	82	501,42	Ti I	501,42	613
15	367,16	Ti I	367,17	321	49	445,74	Ti I	445,74	160	83	502,01	Ti I	502,00	179
16	368,96	Ti I	368,99	400	50	446,88	Ti II	446,85	1369	84	502,30	Ti I	502,29	171
17	370,61	Ti II	370,62	2508	51	448,11	Ti I	448,13	103	85	504,00	Ti I	504,00	444
18	372,15	Ti II	372,16	2542	52	448,83	Ti II	448,83	242	86	506,47	Ti I	506,47	593
19	372,96	Ti I	372,98	1133	53	450,11	Ti II	450,13	1069	87	511,34	Ti I	511,34	174
20	374,17	Ti II	374,16	8427	54	451,25	Ti I	451,27	107	88	512,07	Ti I	512,04	217
21	377,60	Ti II	377,61	726	55	451,80	Ti I	451,80	143	89	517,38	Ti I	517,38	480
22	378,61	Ti I	378,60	624	56	452,26	Ti I	452,28	129	90	518,59	Ti I	518,63	134
23	388,29	Ti I	388,29	926	57	453,38	Ti II	453,39	1764	91	518,87	Ti II	518,87	338
24	390,02	Ti II	390,05	3163	58	454,47	Ti I	454,47	111	92	519,30	Ti I	519,30	580
25	390,45	Ti I	390,48	294	59	454,97	Ti II	454,96	2409	93	521,04	Ti I	521,04	706
26	391,31	Ti II	391,35	2537	60	455,26	Ti I	455,25	152	94	522,65	Ti II	522,66	224
27	394,87	Ti I	394,87	355	61	456,40	Ti II	456,38	909	95	533,70	Ti II	533,68	122
28	395,62	Ti I	395,63	373	62	457,20	Ti II	457,20	1837	96	564,45	Ti I	564,41	120
29	395,84	Ti I	395,82	473	63	458,99	Ti II	458,99	135	97	566,27	Ti I	566,29	68
30	398,14	Ti I	398,18	496	64	461,76	Ti I	461,73	157	98	595,30	Ti I	595,32	168
31	398,97	Ti I	398,98	511	65	462,29	Ti I	462,31	116	99	596,60	Ti I	596,58	152
32	399,84	Ti I	399,86	710	66	465,67	Ti I	465,65	384	100	597,88	Ti I	597,86	117
33	401,24	Ti II	401,24	177	67	466,79	Ti I	466,76	465	101	674,30	Ti I	674,31	56
34	402,84	Ti II	402,83	281	68	468,17	Ti I	468,19	565					

Полагая, что температура электронов лежит в интервале значений 0.2-3 эВ, получаем из [35] оценку частоты электрон-ионных столкновений ν_e :

$$\nu_e \approx 2.9 \cdot 10^{-6} \frac{nL}{T_e^{\frac{3}{2}}}, \quad (11.1)$$

где n - плотность электронов плазмы, L – кулоновский логарифм, T_e – температура электронов в эВ. Для оценок примем $L \approx 10$, $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 1$ эВ. Для этих условий оценка частоты столкновений дает $\nu_e \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Поскольку характерное время спонтанного излучения атомов и ионов титана $\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$, они излучают не спонтанно, а под воздействием столкновений с электронами. Тогда это соотношение позволяет использовать модель локального термодинамического равновесия для излучения плазмы, т.е. интенсивность линий характеристического излучения атомов и ионов в равновесной максвелловской плазме определяется заселенностями энергетических уровней, с которых происходит излучение. Приведенная оценка частоты электрон-ионных столкновений согласуется с критерием, приведенным в [36]:

$$n \geq 10^{14} T_e^{\frac{1}{2}} (\Delta E)^3, \quad (11.2)$$

где ΔE - разность энергий между верхним и нижним возбужденными уровнями в атоме или ионе.

При температуре электронов около 1 эВ и при средней величине ΔE около 2эВ получаем оценку минимальной плотности плазмы для применения модели локального термодинамического равновесия $n_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с приведенным выше критерием с точки зрения соотношения частоты столкновений и обратного времени жизни атома или иона в возбужденном состоянии. В этом случае соотношение интенсивностей, например, двух линий будет определяться заселенностями соответствующих возбужденных уровней, и описываться экспоненциальной формулой Больцмана с электронной температурой T_e , входящей в показатель экспоненты [36]:

$$\frac{J_m}{J_{m^*}} = \frac{n_m}{n_{m^*}} = \frac{g_m}{g_{m^*}} \cdot \exp \frac{E_{m^*} - E_m}{T_e} \quad (11.3)$$

Здесь J_m и J_{m^*} - интенсивности линий уровней m и m^* , n_m и n_{m^*} - заселенности уровней m и m^* , g_m и g_{m^*} - статистические веса уровней m и m^* , E_m и E_{m^*} - энергии возбуждения соответствующих уровней.

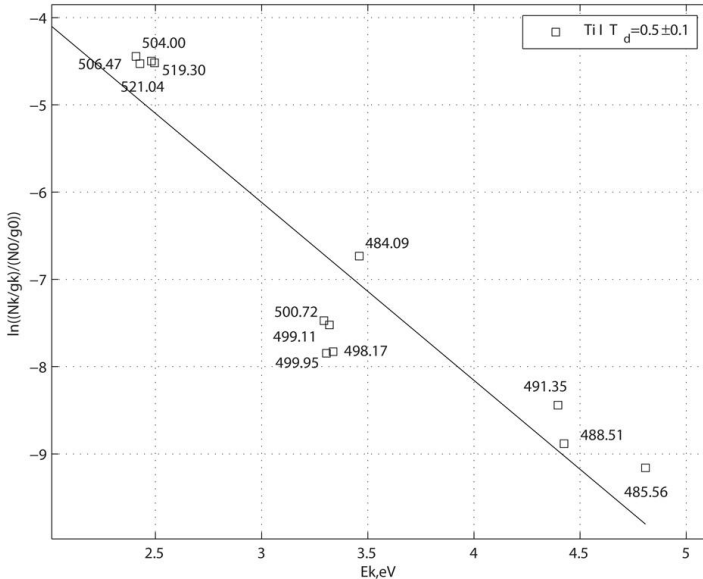


Рис. 11.8 График относительных интенсивностей линий атомов титана (Ti I) в полулогарифмическом масштабе в зависимости от энергии возбуждения E_k верхнего уровня линий для диапазона длин волн 485 – 521нм. Средняя расчетная температура электронов составляет $T_d=0.5 \text{ эВ} \pm 0.1 \text{ эВ}$.

На рис. 11.8 в полулогарифмическом масштабе приведены графики зависимости относительных интенсивностей линий атомов и ионов титана от энергии возбуждения верхнего уровня соответствующей линии излучения в различных диапазонах длин волн. Эти зависимости использовались нами для оценки температур возбуждения верхних уровней спектральных линий. Вычисления проводились в соответствии с методикой [37], при этом с целью

большей достоверности для анализа использовались не две, а практически все идентифицированные линии различных компонент плазмы. Для определения величины температуры использовались углы наклона проведенных по методу наименьших квадратов прямых, соответствующих закону Больцмана. Найденные значения отождествлялись с электронной температурой плазмы.

11.4 Обсуждение результатов

Таким образом, экспериментально установлено, что электронная температура, рассчитанная на основе сравнения интенсивностей линий излучения возбужденных в микроплазменном разряде атомов титана составляет величину в интервале значений 0.4 - 0.6 эВ, в то время как для однозарядных ионов титана значение электронной температуры оказывается существенно выше 1.0-1.3, что согласуется с измерениями электронной температуры плазмы катодных пятен, выполненными с помощью трехэлектродного несимметричного ленгмюровского зонда [31, 38].

Температура электронов, определенная на основе относительных интенсивностей нейтральных атомов, по-видимому, соответствует областям плазмы, наиболее близко расположенным к поверхности расплавленного в микроплазменном разряде титана, находящегося при температуре близкой к температуре плавления 2000 К (в энергетической шкале около 0.2 эВ). В этих условиях температура неполностью ионизованной плазмы над расплавленной поверхностью титана должна быть несколько выше температуры расплава титана, т.к. протекание электрического тока через плазму должно приводить к нагреву электронов частично ионизованной плазмы.

В присутствии магнитных полей токов разрядов и электрических полей реализуются процессы ускорения ионов и электронов от поверхности титана в периферийную зону плазмы вследствие действия силы Ампера. Поэтому энергия электронов по мере движения от поверхности к периферии плазмы будет нарастать, что приводит к увеличению скорости процесса ионизации атомов и возбуждения образовавшихся ионов. Таким образом, свечение ионов

должно возникать в периферийных областях плотной плазмы - там, где температура электронов вырастает до величин, обеспечивающих возбуждение уже и ионной компоненты плазмы. Критическая температура электронов, при которой процесс ионизации затронет и ионы с уровнями возбуждения до 10 эВ, составляет величину около 1 эВ. Такая феноменологическая модель плазмы микроплазменных разрядов на поверхности титана согласуется с результатами экспериментальных исследований микроплазмы на графите [11], в которых установлен рост температуры электронов плазмы микродуговых разрядов по мере удаления от центральной области плотной плазмы катодного пятна к периферии.

11.5 Заключение [39]

При взаимодействии в вакууме импульсного потока плазмы с плотностью 10^{12} – 10^{13} см⁻³ и длительностью импульса 20 мкс с титановыми образцами, покрытыми тонкой диэлектрической пленкой толщиной 1 мкм, на поверхности этих образцов возбуждаются микроплазменные разряды. При амплитуде электрического тока 200 А и длительности импульса тока 20 мс в возбуждаемых микроплазменных разрядах получены и проанализированы спектры оптического излучения атомов и ионов титана. Анализ показал, что в спектрах присутствуют в основном линии атомов и однозарядных ионов титана. Линии свечения ионов титана двух и трехкратной ионизации в оптическом диапазоне длин волн не обнаружены. Наблюдаются также слабые полосы молекул С₂, линии атомов Са и дублета Na, обусловленные наличием примесей.

Показано, что для микроплазменного разряда в оптической области длин волн выполняются условия локального термодинамического равновесия. На основе модели локального термодинамического равновесия и с использованием более ста спектральных линий излучения атомов и ионов титана проведены расчеты температуры электронов в плазме микроразрядов. Установлено, что электронная температура для линий возбужденных атомов титана лежит в

интервале 0.4-0.6 эВ. Электронная температура для линий возбужденных однозарядных ионов титана находится в интервале значений 1.0-1.3 эВ.

Литература к разделу 11

1. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. С. 55.
2. В.А.Иванов. Возбуждение и воздействие микроплазменных разрядов на металлы и сплавы в плазме сверхвысокоочастотного факела. // Прикладная физика: научно–технический журнал, 2001. № 2. С. 5–39.
3. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.С. Сахаров. Возбуждение микроплазменных разрядов на металлах с диэлектрической пленкой // Прикладная физика, 2006. № 6. С. 114-121.
4. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev. Initiation of Microplasma Discharges at the Edge of a Dielectric Film Deposited on a Metal Surface // ISSN 1063-780X, Plasma Physics Reports, 2008, Vol. 34, No. 2, pp. 150–161.
5. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H., Siemroth P. Initiation and Sustainment of Unipolar Arc Discharges by a Microsecond Pulse Plasma.//Adw DDR Beitrage aus der Plasma Physik B. 23. H.6. 1983. P. 551-560.
6. V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, and M.E. Konyzhev Plasma initiation of vacuum arcs on a metal surface partially covered with a dielectric film // Proceedings of the XXIII-rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (Bucharest, Romania, September 15-19, 2008) V.2. C.575-578.
7. Plasma Diagnostic Techniques. Edited by R.H. Huddlestone and S.L. Leonard. Plasma Research Laboratory, Aerospace Corporation, Los Angeles, California. Academic Press, New-York-London. 1965.
8. V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, V.P. Gavrilenko, E. Oks. Super Dense Plasma Created in Contracted Microwave Discharge on Surface of Dielectrics. Proceedings of the 5th International Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware (MULCOPIM-2005 Workshop). 12-14

September 2005. European Space Agency (ESA/ESTEC), Noordwijk, Netherlands. P. 169-175.

9. Иванов В.А., Коньжев М.Е. В.П. Гавриленко, Е.А. Окс, А.А. Летунов. Образование сверхплотной плазмы при СВЧ пробое диэлектриков // Прикладная физика. 2005. №6. С.40-51.

10. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, V. P. Gavrilenko, E. Oks, A. A. Letunov. Creation of super dense plasma due to contracting of microwave discharge on surface of dielectric // In book: Strong Microwaves in plasmas. Ed. A.G. Litvak. V. 2. P.784-792. Nizhny Novgorod-2005. ISBN 5-8048-0039-X.

11. Ivanov V.A., Jutner B., Pursch H. Time-Resolved Measurements of the Parameters of the Arc Cathode Plasmas in Vacuum.//Pub. Nuclear and Plasma Sciences Society USA. IEEE Plasma Science V. PS-13. №5. 1985. P. 334-336.

12. V.A.Ivanov, B.Juttner and A.M.Zimin. Dynamics of Cathode Spots on the Beryllium in Vacuum Arc Discharges. // In book: Proceedings of the XX-th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Tiurs(France) – July1-5, 2002. Ed. SFV 2002. Pp. 135-138. IEEE Catalogu Number 02CH37331. ISBN 0-7803-7394-4. ISSN 1093-2941.

13. V.A.Ivanov, B.Juttner and A.M.Zimin. Development of the Cathode Spots on the Surface of the Beryllium. // Plasma Devices and Operations, 2002, Vol. 10, pp.109-116.

14. Зимрот П., Иванов В.А. Измерение механического давления плазмы вакуумной дуги.//В сб. Плазменные генераторы и процессы . Материалы III совещ. международной рабочей группы “Физика низкотемпературной плазмы”. Проблемная комиссия многостороннего сотрудничества социалистических стран. Минск.: ИТМО АН БССР. 1988. С.43-52.

15. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеюк, С.Н. Сатунин Сильное локализованное взаимодействие микроплазменных разрядов с титаном // Прикладная физика, №6, 2009. С.76-83.В.

16. V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, A.S. Sakharov, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk, and S.N. Satunin. Strong Localized Interaction of Microplasma Discharges with Titanium // *Plasma Physics Reports*, 2010, Vol. 36, No. 13, pp.1241-1246.
17. В.А. Иванов, М.Е. Кобыжев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микрорельефа на поверхности Со-Сг сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами // *Прикладная физика*, 2007. № 6. С. 60-70.
18. В.А. Иванов, М.Е. Кобыжев, С.И. Сатунин, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева Упрочнение приповерхностного слоя образцов из конструкционной стали микроплазменными разрядами // *Прикладная физика*, №6, 2008. С.62-68.
19. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Кобыжев. Применение микроплазменного метода для упрочнения приповерхностного слоя образцов из стали45 // *Проблемы машиностроения и надежности машин* № 3, 2008. С.84-89.
20. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Кобыжев. Влияние микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из Ni-Cr сплава // *Проблемы машиностроения и надежности машин*, 2007. № 6. С. 81-87.
- 21 В.А. Иванов, М.Е. Кобыжев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микрорельефа на поверхности Ni-Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами // *Прикладная физика*, 2006. № 6. С. 97-107.
22. В.А. Иванов, М.Е. Кобыжев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микрорельефа на поверхности Со-Сг сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами // *Прикладная физика*, 2007. № 6. С. 60-70.
23. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Кобыжев. Влияние микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из

Ni-Cr сплава // Проблемы машиностроения и надежности машин, 2007. № 6. С. 81-87.

24. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Кобышев. Новый метод формирования прочного микрорельефа на поверхности образцов из кобальтово-хромистого сплава // Проблемы машиностроения и надежности машин, 2008. № 1. С.74-79.

25. В.А. Иванов, М.Е. Кобышев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, И.А. Хренникова Влияние микроплазменной обработки на структуру, микрогеометрию поверхности и триботехнические характеристики конструкционных сплавов // Трение и износ, 2009. Том 30, № 4. С.396-404.

26. Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, В.А. Иванов, М.Е. Кобышев Влияние микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из конструкционных сплавов // Трение и смазка в машинах и механизмах. №5. 2009. С. 10-16.

27. В. А. Иванов, М. Е. Кобышев, Л. И. Куксенова, В. Г. Лаптева, А. С. Сахаров, А. А. Дорофеев, Т. И. Камолова, С. Н. Сатунин, А. А. Летунов Воздействие микроплазменных разрядов на поверхность алюминия // Прикладная физика, 2010, № 6, с. 57-64.

28. В.А. Иванов, М.Е. Кобышев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.С. Алексева, И.А. Хренникова, А.А. Летунов, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеев, С.Н. Сатунин Создание прочного микрорельефа на поверхности титана при воздействии микроплазменных разрядов с амплитудой тока 200 А и длительностью импульсов 20 мс // Прикладная физика, 2011, № 6, с. 59-67

29. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, L. I. Kuxsenova, V. G. Lapteva, A. S. Sakharov, A. A. Dorofeyuk, T. I. Kamolova, S. N. Satunin, and A. A. Letunov "Effect of Microplasma Discharges on Aluminum Surfaces" // Plasma Physics Reports, 2011, Vol. 37, No. 13, pp. 1230–1235.

30. S.M. Shkol'nik The Plasma parameters in the Interelectrode Gap of the Vacuum Arc // Pub. Nuclear and Plasma Sciences Society USA. IEEE Plasma Science V. PS-13. №5. 1985. P. 336-338.

31. Иванов В.А. Трехэлектродный несимметричный зонд для непрерывного измерения температуры и плотности плазмы // Краткие сообщения по физике ФИАН. М.,1988. С.33-35.
32. Ivanov V.A. Triple Probe Method for Charaterization of Arc Cathode Plasmas. //Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut fur Electronenphysik. Preprint 85-1. P.1-9.
- 33 Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968г. 286с.
34. Таблицы спектральных линий. А.Н. Зайдель, В.К. Прокофьев, С.М. Райский, В.А. Славный, Е.Я. Шрейдер. Справочник. Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», 1977
35. NRL Plasma Formulary. David L. Book. Laboratory for Computational Physics. Naval Research Laboratory/ Washington. D.C. 20375 (Memorandum Report No. 3332).
36. Plasma Diagnostics. Edited by W.Lohte-Holtgreven. Kiel University. Nord-Holland Publishing Company. Amsterdam. 1968
37. Градов В. М., Зимин А. М., Кривицкий С. Е., Шумов А. В. Автоматизированный спектрометрический комплекс для диагностики плазмы магнетронного разряда // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 1. С. 64-71.
38. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H. Time-Resolved Measurements of the Parameters of the Arc Cathode Plasmas in Vacuum. //Pub. Nuclear and Plasma Sciences Society USA. IEEE Plasma Science V. PS-13. №5. 1985. P. 334-336.
39. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, А.М. Зимин, В.И. Тройнов, Т.И. Камолова, А.А. Летунов Электронная температура в микроплазменных разрядах, развивающихся на поверхности титана // Успехи прикладной физики. 2014. Том 2. №1. С. 31-40.

Раздел 12. Время жизни катодных пятен на поверхности титана при возбуждении микроплазменного разряда

В данном разделе представлены экспериментальные исследования структуры свечения микроплазменного разряда, инициируемого в вакууме импульсным потоком внешней плазмы на поверхности титанового образца, покрытого естественной сплошной оксидной пленкой толщиной 2–6 нм. При взаимодействии плазмы с плотностью около 10^{13} см^{-3} и электронной температурой 10 эВ с образцом, находящимся под отрицательным потенциалом –400 В относительно потенциала плазмы, внешняя поверхность оксидной пленки приобретает положительный электрический заряд в результате возникновения потока ионов из плазмы. При этом внутри диэлектрической пленки возникает сильное электрическое поле около 4 МВ/см. Электрический пробой между заряженной поверхностью пленки и металлом инициирует возбуждение микроплазменного разряда на поверхности титана. Интегральное свечение микроплазменного разряда в макромасштабе представляет собой разветвленную структуру типа дендрита, которая в микромасштабе состоит из большого количества ярко светящихся «точечных» образований – локализованных на поверхности металла катодных пятен и свечения ореола вокруг них. С помощью высокоскоростного фоторегистратора IMACON-468 исследован фрагмент поверхности титана площадью $0.5 \times 0.4 \text{ мм}^2$ в области свечения катодных пятен. На основе анализа оптического свечения катодных пятен на семи последовательных кадрах фоторегистратора с экспозицией каждого кадра 100 нс и интервалом между кадрами 400 нс рассчитано ожидаемое «время жизни» катодных пятен в интервале значений $0.5 \pm 0.2 \text{ мкс}$. По пространственному распределению свечения микроразрядов определено, что средний диаметр катодных пятен составляет величину около $16 \pm 4 \text{ мкм}$, при этом средний размер светящегося ореола вокруг отдельного катодного пятна достигает значения 100 мкм.

12.1 Введение

Известно, что в вакууме импульсный поток плазмы с плотностью около 10^{11} см^{-3} и длительностью более 1 мкс может инициировать с высокой степенью вероятности микроплазменный разряд (МПР) на поверхности металлов (титан, алюминий, сталь и др.), частично покрытых диэлектрической пленкой толщиной $d \sim 0.5\text{--}2 \text{ мкм}$ [1–6]. При этом для устойчивого возбуждения этих разрядов необходимо, чтобы электрический потенциал металла имел отрицательное значение около -400 В , а диэлектрическая пленка имела хотя бы один разрыв (разрез), граничащий с открытой поверхностью металла [1–6]. В этом случае поток внешней плазмы взаимодействует одновременно с внешней поверхностью диэлектрической пленки и открытой поверхностью металла в местах разрыва пленки. При этом за счет потока положительно заряженных ионов плазмы, внешняя поверхность диэлектрической пленки заряжается до плавающего электрического потенциала плазмы Ψ_f , значение которого, как правило, близко к потенциалу заземленной стенки вакуумной камеры, т.е. $\Psi_f \approx 0$. Отрицательный электрический потенциал металлического образца до начала разряда определяется потенциалом внешнего источника напряжения и обычно составляет величину $\Psi_m = -400 \text{ В}$. При этих условиях, напряженность электрического поля на срезе диэлектрической пленки, т.е. между внешней поверхностью пленки и открытой поверхностью металла, определяется формулой [6]:

$$E = |\Psi_m - \Psi_f|/d \approx |\Psi_m|/d \quad (12.1)$$

Таким образом, микроплазменный разряд – это разряд, который возбуждается в результате поверхностного электрического пробоя по срезу диэлектрической пленки, которая частично покрывает металлический образец. При этом внешняя поверхность диэлектрической пленки заряжается потоком положительных ионов из плазмы, а металлический образец имеет отрицательный электрический потенциал, определяемый внешним источником напряжения.

Ранее в наших экспериментах диэлектрическая оксидная пленка толщиной около 1 мкм предварительно формировалась на поверхности металлических образцов в результате их нагревания в воздушной атмосфере при температуре 400–450 °С в течение 1 часа, или в результате напыления в вакууме сплошной диэлектрической пленки на поверхность металлов [1–6]. После этого на поверхности пленки делался разрез для устойчивого возбуждения микроплазменного разряда на металле. Таким образом, при воздействии потока плазмы с плотностью около 10^{11} см^{-3} на металлический образец, находящийся под электрическим потенциалом –400 В и частично покрытый диэлектрической пленкой толщиной 1 мкм, напряженность электрического поля на срезе пленки может достигать значения $E \approx |\Psi_m|/d = 4 \text{ МВ/см}$. При этом численное моделирование процесса накопления электрического заряда на внешней поверхности диэлектрической пленки вблизи её среза (т.е. непосредственно на границе разрыва пленки и открытой поверхности металла) уточняет [1–4, 6], что за счёт краевого эффекта реальное электрическое поле на срезе плёнки будет приблизительно в 1.5–2 раза меньше максимального значения электрического поля и составит величину 2.7–2 МВ/см. Такое электрическое поле является достаточно сильным для инициирования поверхностного электрического пробоя по срезу диэлектрической пленки в местах её разрыва и контакта с открытой поверхностью металла [1–4, 6].

При поверхностном электрическом пробое по срезу плёнки на открытой поверхности металла происходит образование катодных пятен, плотная плазма которых контактирует с металлом и диэлектрической пленкой. В результате в замкнутой электрической цепи (металлический образец – группа катодных пятен – плазма – стенки вакуумной камеры – источник напряжения и тока) возбуждается электрический ток микроплазменного разряда 200–400 А, ограниченный внешним балластным резистором 2–1 Ом. В процессе развития микроплазменного разряда на поверхности металла происходят следующие явления: автоэлектронная и затем взрывная эмиссия, формирование катодных

пятен, локальное плавление металла с образованием микрократеров и испарение диэлектрической плёнки в результате взаимодействия с плотной плазмой катодных пятен [1–6]. В результате, при достаточной длительности микроплазменных разрядов происходит полное испарение диэлектрической пленки и формирование сплошного переплавленного слоя на поверхности металлического образца в виде перекрывающихся оплавленных микрократеров. При этом происходит термическая закалка приповерхностного слоя металла в результате быстрого отвода тепла от расплавленной области вглубь металла, и, таким образом, формируется прочный микрорельеф с характерным размером шероховатости около 1 мкм [5].

Возбуждение микроплазменных разрядов на поверхности титана, частично покрытого оксидной пленкой толщиной $d \approx 0.5\text{--}2$ мкм, происходит в плазменном потоке с плотностью ионов водорода около 10^{11} см^{-3} с вероятностью около 90% [6]. Для титановых образцов, частично покрытых более толстыми или более тонкими оксидными пленками, вероятность возбуждения микроплазменных разрядов значительно снижается [6]. Действительно, как видно из приведенной выше формулы (12.1) при увеличении толщины пленки от 1 мкм до 10 мкм величина электрического поля на срезе пленки уменьшается на порядок, и, следовательно, значительно снижается вероятность возбуждения микроплазменного разряда потоком плазмы с концентрации заряженных частиц 10^{11} см^{-3} . При уменьшении толщины пленки на титане от 0.5 мкм до 0.01 мкм ее электропроводность сильно возрастает [7, 8], а плотность электрического заряда на ее поверхности заметно уменьшается, поскольку поток положительных ионов из плазмы с плотностью 10^{11} см^{-3} и длительностью 25 мкс уже не может зарядить внешнюю поверхность пленки до плавающего потенциала плазмы. Следовательно, напряженность электрического поля между внешней поверхностью пленки и металлом значительно уменьшается, а вероятность возбуждения микроплазменных разрядов на титане с оксидной пленкой толщиной 0.01 мкм снижается до значения около 1% [6]. Аналогичные экспериментальные

результаты по инициированию микроплазменных разрядов на поверхности других конструкционных металлов (алюминий, сталь) в потоке внешней плазмы представлены в работах [9, 10].

Таким образом, при оптимальной толщине диэлектрической оксидной пленки 0.5–1 мкм на образцах титана, стали и алюминия микроплазменный разряд всегда возникает на границе разрыва диэлектрической пленки и открытой поверхности металла. При этом скорость движения микроплазменного разряда по поверхности металла составляет величину около 1 м/с и определяется скоростью испарения диэлектрической пленки и плавлением локальных участков металла плотной плазмой катодных пятен, возникающих на металле. В результате возбуждения 5–10 импульсных микроплазменных разрядов с длительностью каждого импульса 20 мс на поверхности металлических образцов с площадью 2 см², покрытых диэлектрической пленкой толщиной около 1 мкм, формируется сплошной переплавленный слой металла в виде большого количества оплавленных перекрывающихся микрократеров. Этот переплавленный слой на поверхности металла характеризуется прочным микрорельефом с шероховатостью около 1 мкм [9–12]. Такой новый способ формирования прочного микрорельефа на поверхности металлов с использованием микроплазменных разрядов может быть востребован в медицине, включая ортопедию и стоматологическое протезирование, а также в промышленности при производстве композиционных материалов [9–14].

Фундаментальный научный и прикладной интерес представляет также исследование микроплазменных разрядов, возбуждаемых внешним потоком плазмы на поверхности титана, покрытого очень тонкой сплошной диэлектрической оксидной пленкой толщиной до 6 нм. В частности, тонкая оксидная пленка толщиной 2–6 нм образуется естественным образом на поверхности титана в воздушной атмосфере при комнатной температуре в течение от нескольких дней до одного года в результате процесса окисления поверхности металла кислородом воздуха [15, 16]. Важно отметить, что такая

оксидная пленка является сплошной и полностью покрывает поверхность металлического образца. Таким образом, внешний поток плазмы взаимодействует с поверхностью оксидной плёнки и не контактирует с открытой поверхностью титана. При этом электрическое поле, возникающее между внешней поверхностью оксидной пленки и металлом, сосредоточено внутри объёма тонкой пленки. Следовательно, сама возможность поверхностного электрического пробоя диэлектрической пленки исключается. Для возбуждения микроплазменного разряда на титане, покрытого сплошной оксидной пленкой толщиной 2–6 нм, необходимо возникновение такого сильного локального электрического поля, которое может инициировать электрический пробой в объёме пленки.

Ранее нами были проведены исследования структуры микроплазменного разряда (амплитуда электрического тока 200–400 А, длительность 100 мкс), инициируемого импульсным потоком плазмы на поверхности титана, покрытого тонкой оксидной пленкой толщиной 2–6 нм [17, 18]. При этом в отличие от экспериментов с пленками толщиной около 1 мкм [1–6] для стабильного инициирования микроплазменных разрядов на поверхности титана с более тонкими диэлектрическими пленками толщиной 2–6 нм необходимо было увеличить плотность внешнего импульсного потока плазмы в 100 раз, до значения $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, с тем, чтобы поток положительных ионов из плазмы в течение длительности импульса 25 мкс, смог зарядить внешнюю поверхность пленки до значения, близкого к плавающему потенциалу плазмы, несмотря на утечку электрического заряда с поверхности оксидной пленки вследствие ее электропроводности [7, 8, 15, 16].

При возбуждении одиночного микроплазменного разряда на титановых образцах, покрытых тонкой оксидной пленкой толщиной 2–6 нм, свечение разряда визуально в макромасштабе имеет разветвленную структуру типа дендрита, которая в микромасштабе состоит из большого количества ярко светящихся «точечных» образований – локализованных на поверхности металла катодных пятен. При этом возникающая эрозионная структура разряда,

визуально аналогичная структуре свечения микроплазменного разряда, состоит из большого количества отдельных неперекрывающихся микрократеров с характерными размерами от 0,3 мкм до 10 мкм, которые образуются в местах локализации катодных пятен. Вся совокупность микрократеров в макромасштабе также образует разветвленную структуру типа дендрита [18].

Установлено, что микроплазменный разряд (амплитуда электрического тока 200–400 А, длительность 100 мкс) распространяется по поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой толщиной 2–6 нм, с высокой средней скоростью до 70 м/с. При этом распространение микроплазменного разряда в микромасштабе имеет «прыжковый» характер: плазма практически «неподвижных» горящих катодных пятен (в течение оценочного времени жизни около 1 мкс) инициирует возбуждение новых горящих катодных пятен на расстояниях локализации 3 – 30 мкм от них [18].

Важно отметить, что при электрическом токе разряда 200–400 А, процессы распространения микроплазменных разрядов по поверхности титана, покрытого (i) «толстой» диэлектрической пленкой (0,5–1 мкм), или (ii) «тонкой» диэлектрической пленкой (2–6 нм), существенно отличаются друг от друга как по характеру и величине средней скорости распространения разрядов, так и по структуре свечения и возникающей эрозии на поверхности титана.

Так, при наличии «толстых» оксидных пленок (0,5–1 мкм) на титане микроплазменный разряд и катодные пятна сначала инициируются внешним импульсным потоком плазмы, а затем новые катодные пятна возникают и медленно перемещаются вдоль границы диэлектрической пленки и открытой поверхности металла со скоростью около 1 м/с. В результате этого, вдоль границы «толстой» оксидной пленки на поверхности титана образуется «непрерывная» цепочка перекрывающихся оплавленных микрократеров. При достаточно большой суммарной длительности микроплазменных разрядов оксидная пленка постепенно полностью испаряется, и на поверхности титана формируется сплошной переплавленный слой металла в виде большого количества перекрывающихся оплавленных микрократеров. После этого на

переплавленной поверхности титана новые микроплазменные разряды в потоке внешней плазмы с плотностью 10^{11} см^{-3} уже не возбуждаются, т.к. оксидная пленка полностью испарилась с поверхности титана. [4, 6].

При возбуждении микроплазменных разрядов на титане со сплошной «тонкой» оксидной пленкой толщиной 2–6 нм микроплазменные разряды на поверхности титана устойчиво инициируются внешним импульсным потоком плазмы только при высокой плотности $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. После этого, уже в отсутствие внешнего потока плотной плазмы, поток положительных ионов из отдельных горящих катодных пятен заряжает поверхность тонкой пленки в некоторой окрестности этих первичных катодных пятен до значения плавающего потенциала плазмы. В результате последующего электрического пробоя в объеме тонкой оксидной пленки в локальных местах на поверхности титана происходит возбуждение новых катодных пятен, которые возникают на некотором расстоянии от предшествующих пятен. Таким образом, распространение микроплазменного разряда (при электрическом токе разряда 200–400 А) по поверхности титана, покрытого «тонкой» сплошной диэлектрической пленкой толщиной 2–6 нм, в микромасштабе имеет «прыжковый» характер: плазма первичных горящих катодных пятен инициирует возбуждение новых (последующих) катодных пятен на расстояниях локализации 3–30 мкм от них за характерное оценочное время около 1 мкс [18].

Данный раздел посвящен изложению исследований процессов инициирования (внешним импульсным потоком плотной плазмы) и последующего самостоятельного развития (уже в отсутствие внешнего потока плотной плазмы) микроплазменного разряда на поверхности титана, покрытого тонкой сплошной оксидной пленкой толщиной 2–6 нм, при амплитуде электрического тока разряда 50 А.

Для построения физической модели возбуждения и развития микроплазменного разряда на поверхности металла с диэлектрической пленкой в техническом вакууме 0.001 Па важно измерить среднее время жизни

отдельных катодных пятен и их характерные размеры. Эти величины могут существенно отличаться от аналогичных величин для пятен, возникающих на чистых металлах без диэлектрических пленок в высоком вакууме [19, 20].

Известно, что титан находит широкое применение в различных отраслях промышленности и медицине, и на его поверхности всегда присутствует естественная оксидная пленка. Поэтому исследования возбуждения МПР на поверхности титана (с естественной оксидной пленкой толщиной 2–6 нм) для создания на ней контролируемого микрорельефа представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес.

Цель представления материалов данного раздела состояла в измерении временных и пространственных характеристик катодных пятен, возникающих в микроплазменном разряде на поверхности титана, покрытого естественной диэлектрической оксидной пленкой толщиной 2–6 нм.

12.2 Результаты экспериментальных исследований и обсуждение

Исследования по воздействию плазмы на образцы титана проводились в экспериментальной установке «Сфера» [1–6, 9–14, 17, 18], представляющей собой металлическую вакуумную камеру сферической формы диаметром 50 см, откачиваемой до остаточного давления воздуха около 0.001 Па (рис. 12.1). На боковом патрубке камеры устанавливался плазменный инжектор цилиндрического типа, в котором в результате высоковольтного электрического разряда по поверхности полиметилметакрилата формировался импульсный поток полностью ионизированной водородной плазмы длительностью около 20–25 мкс. Электронная температура плазмы, плотность заряженных частиц, длительность импульса потока плазмы измерялись ленгмюровскими зондами [21–24]. Поток импульсной плазмы по мере распространения расширялся от инжектора к центру камеры, при этом плотность плазмы снижалась. Это позволяло проводить эксперименты по возбуждению микроплазменных разрядов при различной плотности плазмы. В данных исследованиях образец титана с естественной диэлектрической

(оксидной) пленкой толщиной 2–6 нм размещался в центре плазменного потока на расстоянии 2 см от среза инжектора, где в течение интервала времени 4 – 5 мкс от начала генерации плазмы плотность ионов водорода достигала значения $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура плазмы в течение всей длительности импульса плазмы находилась в интервале значений (8–10) эВ.

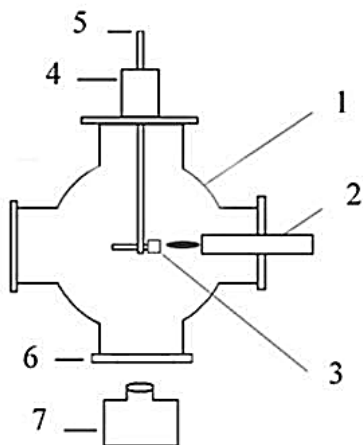


Рис. 12.1 Схема экспериментальной установки «Сфера» для возбуждения и исследования микроплазменных разрядов на поверхности металлических образцов: 1 – вакуумная камера, 2 – плазменный инжектор, 3 – металлический образец с оксидной пленкой, 4 – манипулятор с вакуумным вводом, 5 – металлический держатель образцов, 6 – оптическое окно, 7 – фоторегистратор IMACON-468.

Образцы, изготовленные из титана ВТ1, имели химический массовый процентный состав: Ti (титан) – 99%; Al (алюминий) – 0.7%; Fe (железо) – 0.15%; C (углерод) – 0.05%; прочие примеси – 0.01%. Образцы из титана в форме пластин с размерами $20 \times 20 \times 0.6 \text{ мм}^3$ после предварительной механической шлифовки и длительной промывки в деионизованной воде, выдерживались в воздушной атмосфере (температура $20 \text{ }^\circ\text{C}$, давление воздуха 10^5 Па) в течение нескольких дней. При этом на поверхности титана естественным образом формировалась сплошная диэлектрическая оксидная плёнка толщиной 2–6 нм [16]. При длительном выдерживании образцов в воздушной атмосфере в течение многих сотен часов, сформированная таким образом оксидная пленка на титане остается стабильной и практически не увеличивает свою толщину в течение года.

Образец титана устанавливался в вакуумную камеру на расстоянии 2 см от плазменного инжектора. До воздействия плазмы отрицательный электрический потенциал образца имел величину -400 В. Вектор скорости плазменного потока составлял угол 10 градусов с плоскостью поверхности пластины из титана, а характерный размер плазмы при взаимодействии с образцом был равен 3 см. В результате взаимодействия импульсного потока плазмы с титановым образцом на его поверхности возбуждался микроплазменный разряд (МПР), интегральное свечение которого в видимом диапазоне длин волн имеет характерную разветвленную пространственную структуру типа дендрита (рис. 12.2). Микроплазменный разряд сначала инициируется потоком внешней плазмы с плотностью $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, и далее поддерживается в течение 100 мкс источником импульсного электрического тока 50 А при отрицательном электрическом потенциале образца около -50 В. Временная эволюция импульсов потенциала образца и электрического тока, протекающего через образец, представлена на осциллограммах на рис. 12.3. Как было установлено ранее, средняя скорость распространения микроплазменного разряда при электрическом токе разряда 50 А составляла около 15 м/с [25].



Рис. 12.2 Свечение микроплазменного разряда на поверхности пластины из титана, покрытой оксидной пленкой толщиной $2-6$ нм. Разряд инициируется потоком внешней плазмы ($2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) справа и далее поддерживается в течение $1-2$ мс источником импульсного электрического тока 50 А. Размер изображения $17.5 \times 17.5 \text{ мм}^2$.

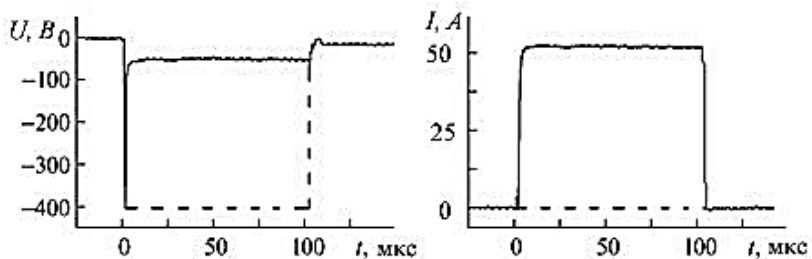


Рис. 12.3 Временная эволюция импульсов длительностью 100 мкс напряжения U и тока I на титановом образце. Сплошная линия слева – напряжение на титановом образце, справа – ток через образец в результате возбуждения микроплазменного разряда. Пунктирные линии – напряжение и ток в отсутствие микроплазменного разряда.

Для исследования временных и пространственных характеристик структуры свечения катодных пятен на поверхности титана в течение коротких временных интервалов применялся высокоскоростной фоторегистратор IMACON-468. Для этого с использованием макрообъектива изображение фрагмента титанового образца с размерами $0.5 \times 0.4 \text{ мм}^2$ фокусировалось на приемной CCD матрице регистратора с высоким пространственным разрешением с линейным размером каждого пикселя 1.73 мкм и площадью единичного пикселя около 3 мкм^2 . IMACON-468 работал в режиме регистрации 7 последовательных кадров, длительность каждого кадра составляла 100 нс, пауза между двумя последовательными кадрами 400 нс.

На рис. 12.4 представлена временная диаграмма импульсов, соответствующих длительностям экспозиции всех 7 кадров регистратора. Величина временного интервала, в течение которого проводилась фоторегистрация развития микроплазменного разряда на титановом образце с диэлектрической оксидной пленкой 2–6 нм, составляла 3.6 мкс. Задержка импульса первого кадра относительно момента контакта внешнего потока плазмы с титановым образцом составляет около 80 нс. Данное соотношение между задержкой первого кадра (80 нс), длительностью экспозиции каждого

кадра (100 нс) и интервалов между ними (400 нс) было выбрано в результате многочисленных пробных экспериментов, которые позволили оптимизировать соотношение этих временных интервалов так, чтобы получить несколько серий изображений структуры свечения катодных пятен на фрагмента титанового образца, для проведения достоверной обработки последовательных изображений на этих 7 кадрах.

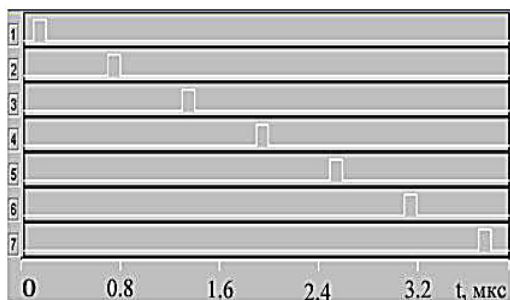


Рис. 12.4 Диаграмма импульсов, синхронизованных с длительностью кадров фоторегистратора (рис. 12.5). Длительность каждого кадра 100 нс, временной интервал между кадрами 400 нс, всего 7 кадров. Задержка первого импульса и первого кадра относительно момента контакта внешнего потока плазмы с титановым образцом составляет 80 нс.

На рис. 12.5 представлены 7 кадров с последовательными изображениями свечения в оптическом диапазоне длин волн (400 нм – 650 нм) фрагмента микроплазменного разряда на титановом образце в течение первых 3,6 мкс после его возбуждения внешним потоком плазмы через 80 нс после контакта плазмы с титановым образцом. Длительность экспозиции каждого изображения 100 нс, временной интервал между кадрами 400 нс. Размер фрагмента поверхности образца $0.5 \times 0.4 \text{ мм}^2$. Кадр # 8 является калибровочным: более темная вертикальная полоса является фотографией проволоочки диаметром 0.1 мм, расположенной в плоскости титанового образца.

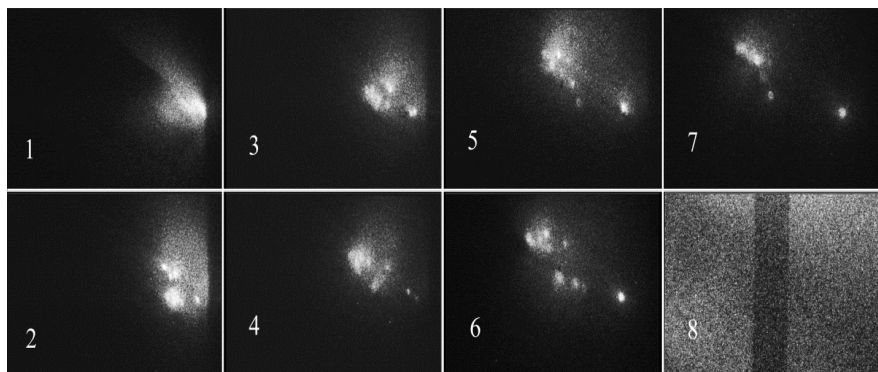


Рис. 12.5 Семь кадров с последовательными изображениями свечения катодных пятен в видимом диапазоне длин волн на поверхности титана в течение первых 3.6 мкс после возбуждения микроплазменного разряда внешним потоком плазмы через 80 нс после контакта плазмы с титановым образцом. Длительность экспозиции каждого изображения 100 нс, временной интервал между кадрами 400 нс. Размер фрагмента поверхности образца $0.5 \times 0.4 \text{ мм}^2$. Кадр #8 является калибровочным – более темная вертикальная полоса является фотографией проволоочки диаметром 0.05 мм, расположенной в плоскости титанового образца.

На кадре #1 (рис. 12.5) видно, что через 80 нс (рис.12.4) после контакта плазмы с титановым образцом на его поверхности возникает область квазиоднородного свечения с характерным размером около 0.2 мм, при этом наиболее яркое свечение наблюдается на ребре титановой пластины, которое обращено к плазменному потоку. Свечение плазменного потока справа от ребра образца отсутствует (темная область, прилегающая к правому краю фотографий на кадрах #1–7), т.к. полностью ионизованная водородная плазма в вакууме (остаточное давление воздуха 0.001 Па) практически не излучает свет в видимом диапазоне длин волн. По-видимому, квазиоднородное свечение титановой пластины связано с люминесценцией оксидной пленки титана [26, 27] при взаимодействии с плазмой. Эта люминесценция возникает при воздействии на пленку оксида титана потока положительно заряженных ионов из внешней плазмы [28]. Спустя 0.5 мкс на кадре #2 уже регистрируется 9

ярких локализованных образований – катодных пятен, при этом через титановый образец протекает электрический ток 50 А, величина которого ограничивается внешним балластным резистором величиной 8 Ом (рис. 12.3). В этих условиях электрический потенциал образца изменяется от значения -400 В до -50 В (рис. 12.3), что типично для развития вакуумного разряда с катодными пятнами [19, 20]. Свечение на кадрах #1–7 показывает, что одно катодное пятно (самое крайнее правое пятно) практически не перемещается, т.к. за время экспозиции этих кадров (3.6 мкс) оно не изменяет своего местоположения. На кадрах #3 и #4 третье пятно слева от ребра образца также существует без изменения своего положения. Остальные катодные пятна существуют только в течение длительности отдельных единичных кадров, т.е. около 0.1 мкс без учета паузы между кадрами, или около 0,5 мкс с учетом паузы между кадрами.

На основании представленных фотографий был сделан анализ значений характерного времени жизни катодных пятен, зарегистрированных на кадрах рис. 12.5. Для этого был выполнен расчёт значений времени жизни пятен в двух вариантах. В первом варианте расчёта предполагалось, что если катодное пятно наблюдается только в одном кадре, то минимальное время его жизни определялось по длительности экспозиции кадра 0.1 мкс. Во втором варианте расчёта принималось, что пятно существует как во время длительности кадра, так и во время паузы 0.4 мкс между кадрами, т.е. максимальное время жизни пятна считалось равным 0.5 мкс. Если пятно существует более одного кадра, то минимальное время жизни рассчитывалось по длительности двух кадров и одной паузы между ними, а максимальное значение приравнялось суммарной длительности двух кадров и двух пауз. Всего проанализированы изображения 33 катодных пятен, из которых 26 пятен существовали только в одном кадре, 6 пятен – в двух кадрах, и одно пятно во всех семи кадрах.

Из экспериментальных данных следует, что среднее максимальное ожидаемое время жизни катодных пятен (т.е. с учетом пауз длительностью 0.4 мкс) составляет 0.7 мкс, а среднее минимальное ожидаемое время жизни катодных пятен (т.е. без учета пауз длительностью 0.4 мкс) – около 0.3 мкс.

Таким образом, среднее время жизни катодного пятна составляет значение (0.5 ± 0.2) мкс. На гистограмме рис. 6 видно, что для 97% катодных пятен время жизни находится во временном интервале $\tau = 0.1 - 1.0$ мкс, при этом 80% катодных пятен имеет время жизни в интервале $\tau = 0.1 - 0.5$ мкс. И только одно катодное пятно существовало около 3.6 мкс.

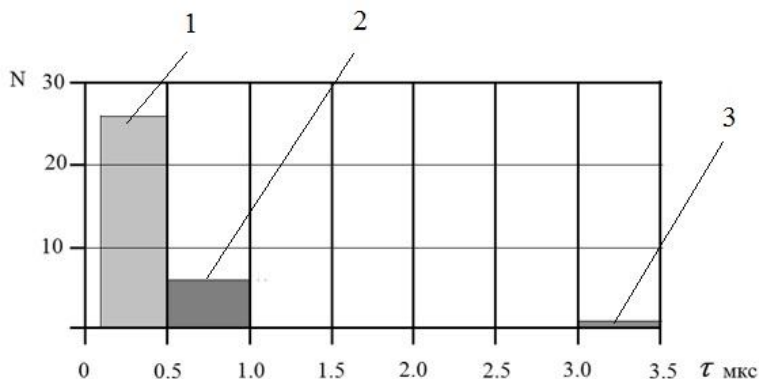


Рис. 12.6 Гистограмма распределения количества катодных пятен с временем жизни в интервалах $\tau = 0.1 - 0.5$ мкс (1), $\tau = 0.5 - 1$ мкс (2), $\tau = 3.0 - 3.5$ мкс (3).

Из анализа изображений на рис. 12.5 можно заключить, что следует отвергнуть непрерывный характер движение катодных пятен, т.к. при допущении такого движения их скорость должна достигать около 100 м/с, а изображения катодных пятен при этом должны быть в виде вытянутых линий или эллипсов в направлении их движения. Но это не соответствует изображениям катодных пятен, представленным на кадрах #2-7 (рис. 12.5).

Для изучения формы катодных пятен были измерены пространственные распределения интенсивности свечения некоторых пятен, результаты которых представлены на рис. 12.7.

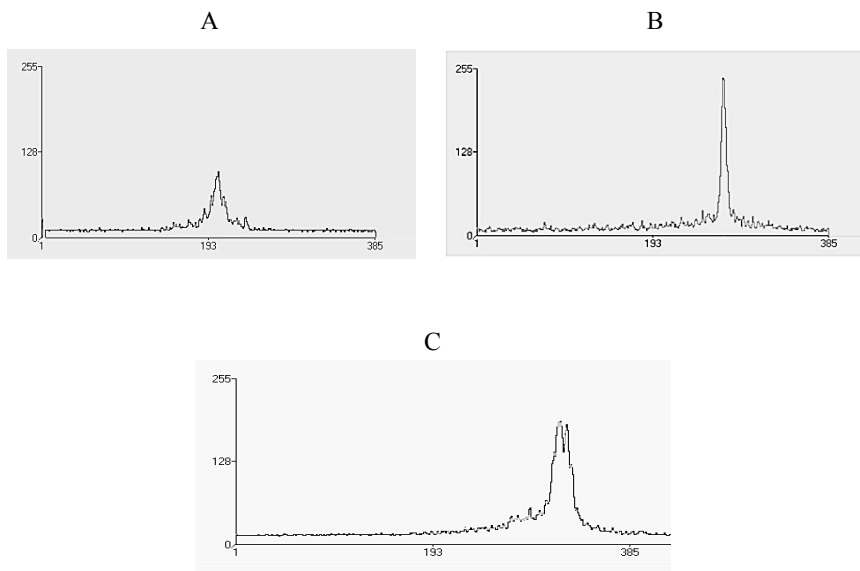


Рис. 12.7 Распределение интенсивности свечения при сканировании изображений катодных пятен по горизонтальной оси на поверхности титановой пластины с естественной оксидной пленкой титана толщиной 2–6 нм. По горизонтали расположена шкала в микрометрах, по вертикали – интенсивность свечения в относительных единицах. Длительность регистрации распределения интенсивности свечения каждого катодного пятна составляет 100 нс.

А) Распределение интенсивности свечения в пятом катодном пятне (отсчет от правого ребра образца) кадра #4 (рис. 12.5), характерный поперечный размер пятна по уровню 0.5 от максимального значения интенсивности свечения составляет около 20 мкм.

В) Распределение интенсивности свечения в верхнем катодном пятне кадра #5 (рис. 12.5); характерный размер пятна составляет около 10 мкм.

С) Распределение интенсивности свечения в пятом катодном пятне (отсчет от правого ребра образца) кадра #6 (рис. 12.5); характерный поперечный размер катодного пятна составляет около 18 мкм.

Как видно из представленных пространственных на рис. 12.7 распределений свечения все исследованные катодные пятна имеют форму, близкую к круговой, что указывает на то, что они практически не движутся в течение длительности кадра 0.1 мкс. При этом средний диаметр катодных пятен

составляет величину около 16 ± 4 мкм, а средний размер светящегося ореола вокруг отдельного катодного пятна достигает размера около 100 мкм.

Важно отметить, что свечение микроплазменного разряда представляет собой множество локализованных ярких микроразрядов (катодных пятен), которые практически не перемещаются в течение времени их жизни, т. к. сохраняют «точечную» структуру свечения в течение даже более длительного времени фоторегистрации 1–2 мс (рис. 12.2). То, что многочисленные микроразряды остаются неподвижными в течение времени их жизни подтверждается также фотографиями микрократеров, которые образуются на поверхности титана в результате развития микроразрядов в местах их локализации [18, 25]. Эти микрократеры имеют размеры 3–20 мкм и форму, близкую к круговой.

Необходимо пояснить, как происходит процесс электрической зарядки внешней поверхности оксидной плёнки положительно заряженными ионами, вылетающими из горящего катодного пятна за его пределы на расстояния до 30 мкм. Действительно, так как в катодном пятне диаметром 10–20 мкм плотность плазмы достигает значения порядка 10^{19} см⁻³ при температуре 1–2 эВ [24], то характерный дебаевский радиус этой плазмы составляет величину 3–6 нм, соизмеримую с толщиной плёнки. При этом внутренние области плотной плазмы катодного пятна полностью экранированы от воздействия внешнего электрического поля на поверхности титана. В противоположность этому, во внешних слоях плазмы катодного пятна происходит разделение зарядов и разлёт электронов и ионов. Под действием электрического поля образца, электрический потенциал которого в течение длительности микроплазменного разряда составляет – 50 В (рис. 12.2), положительные ионы из внешних слоёв плазмы катодного пятна заряжают поверхность оксидной плёнки титана. При этом поток положительных ионов из отдельных горящих катодных пятен заряжает поверхность тонкой пленки в некоторой окрестности этих первичных катодных пятен до значения плавающего потенциала плазмы. В результате последующего электрического пробоя в объеме тонкой оксидной

пленки в локальных местах на поверхности титана происходит возбуждение новых микрозарядов и образование новых катодных пятен, которые возникают на некотором расстоянии от предшествующих пятен. Таким образом, распространение микроплазменного разряда по поверхности титана, покрытого «тонкой» сплошной диэлектрической пленкой толщиной 2–6 нм, в микромасштабе имеет «прыжковый» характер: плазма первичных горящих катодных пятен инициирует возбуждение новых (последующих) катодных пятен на расстояниях локализации до 30 мкм от них за характерное время жизни пятен около 1 мкс [18, 25].

Полученные новые экспериментальные данные о времени жизни катодных пятен (0.5 ± 0.2) мкс и их характерных размерах (16 ± 4) мкм в микроплазменном разряде согласуются с результатами, полученными ранее [18, 25] о прыжковом характере движения катодных пятен по поверхности титана с тонкой оксидной плёнкой. Если формально рассчитать скорость распространения МПР по данным кадров #1–7 (рис. 12.5), то получится, что в первые 3.6 мкс возбуждения МПР скорость распространения катодных пятен составит величину около 100 м/с, что в 7 раз превышает скорость прыжкового движения пятен 15 м/с при использовании длительных импульсов МПР 1–2 мс [25]. Эту разницу в значениях средней скорости распространения катодных пятен для различных интервалов времени можно объяснить тем, что размер области наблюдения очень маленький и составляет всего 0.5×0.4 мм², поэтому при характерном размере неоднородности внешнего потока плазмы около 1 см и его длительности около 25 мкс, в первые несколько микросекунд на исследуемую область образца воздействует плотная однородная плазма, и вся площадь фрагмента находится в одинаковых условиях для возбуждения МПР. В этом случае возбуждение МПР и первичных катодных пятен может происходить практически одновременно на всей поверхности фрагмента титана площадью 0.5×0.4 мм², что и обуславливает “видимые” такие большие скорости распространения МПР по поверхности титана. При увеличении длительности МПР более 100 мкс роль потока внешней плазмы длительностью 25 мкс

исчезает, и далее «включается» механизм локального прыжкового распространения микроплазменного разряда с возникновением: а) новых микрозарядов в результате электрического пробоя оксидной плёнки и б) новых катодных пятен на титане, инициируемых плазмой пробоя оксидной пленки. Эти процессы в микромасштабе имеют циклический характер и повторяются многократно в течение всей длительности существования микроплазменного разряда. При этом скорость распространения МПР в макромасштабе составляет всего 15 м/с.

12.3 Заключение [29, 30]

В результате экспериментальных исследований установлено, что в вакууме при воздействии потока водородной плазмы плотностью 10^{13} см^{-3} и электронной температурой 10 эВ на титане, покрытом естественной оксидной пленкой толщиной 6 нм, происходит возбуждение микроплазменного разряда на поверхности титана. Структура свечения микроплазменного разряда имеет характерную разветвленную пространственную форму типа дендрита. При этом на интегральных фотографиях микроплазменного разряда видно, что в микромасштабе свечение представляет собой множество локализованных плазменных объектов, которые практически не перемещаются в течение времени существования микроплазменного разряда. Среднее ожидаемое время жизни катодных пятен в разрядах на титане с тонкой оксидной плёнкой находится в интервале (0.5 ± 0.2) мкс. Исследование микроструктуры фрагмента микроплазменного разряда с пространственным увеличением около $\times 100$ с помощью фоторегистратора с IMACON-468 в режиме регистрации 7 последовательных кадров (длительность каждого кадра 100 нс, пауза между двумя последовательными кадрами 400 нс) показало, что микроплазменный разряд состоит из множества катодных пятен, средний размер (по свечению) которых составляет (16 ± 4) мкм.

Полученные новые экспериментальные данные подтверждают предложенный нами ранее [18, 25] механизм прыжкового распространения микроплазменного разряда в виде многочисленных локальных циклических процессов возникновения, горения и последующего погасания новых катодных пятен на поверхности металла с тонкой оксидной пленкой. При этом плазма предшествующих горящих катодных пятен заряжает диэлектрическую пленку в окрестности до 30 мкм локализации этих пятен, и возникающее при этом сильное локальное электрическое поле инициирует электрический пробой пленки и образование новых микроразрядов и катодных пятен в окрестности своей локализации в тех местах, где напряжённость электрического поля максимальна. В макромасштабе микроплазменный разряд распространяется по поверхности титана, покрытого тонкой оксидной плёнкой толщиной 2–6 нм, со скоростью до 15 м/с при токе разряда 50 А.

Исследования представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес, поскольку титан с естественной оксидной пленкой применяется в медицине и особенно широко в ортопедической стоматологии, где с помощью микроплазменных разрядов на титане возможно создание прочного микрорельефа с заданными свойствами.

Литература к разделу 12

1. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коныжев. Иницирование микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность металла. Физика плазмы, 2008, Том 34, № 2, С. 171-184.
2. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov and M. E. Konyzhev, "Plasma initiation of vacuum arcs on a metal surface partially covered with a dielectric film," 2008 23rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Bucharest, 2008, Vol. 2, pp. 575–578.

<https://doi.org/10.1109/DEIV.2008.4676859>

3. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, А.А. Дорофеев, Т. И. Камолова, С.Н. Сатунин, А.А. Летунов. Воздействие микроплазменных разрядов на поверхность алюминия. Прикладная физика, 2010, № 6, С. 57-64.

<https://appphys.orion-ir.ru/appl-10/10-6/PF-10-6-57.pdf>

4. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеев, С.Н. Сатунин. Сильное локализованное взаимодействие микроплазменных разрядов с титаном. Прикладная физика, 2009, № 6, С. 76-83.

<https://appphys.orion-ir.ru/appl-09/09-6/PF-09-6-76.pdf>

5. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, И.А. Хренникова. Влияние микроплазменной обработки на структуру, микрогеометрию поверхности и триботехнические характеристики конструкционных сплавов // Трение и износ, 2009. Том 30, № 4. С. 396-404.

6. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коньжев. Формирование сильного электрического поля, приводящего к возбуждению микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки на металле в потоке плазмы. // Успехи прикладной физики, 2013. Т.1, №6. С. 697-711.

<https://advance.orion-ir.ru/UPF-13/6/UPF-1-6-697.pdf>

7. M.D. Stamate. On the dielectric properties of dc magnetron TiO₂ thin films. Applied Surface Science, 2003, Vol. 218, Issues 1–4, Pp. 317–322.

[https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(03\)00624-X](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(03)00624-X)

8. I. Oja Acik, A. Mere, M. Krunk, R. Nisumaa, C.-H. Solterbeck, M. Ec-Souni. Structural and electrical characterization of TiO₂ films grown by spray pyrolysis. Thin Solid Films, 2006. Volume 515, Issue 2, Pages 674–677.

<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2005.12.243>

9. V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, M.E. Konyzhev, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk and L.I. Kuskonova. Microplasma discharges excited by a plasma flow on constructional metals. Journal of Physics: Conference Series, 2017. **907**(1):012023.

<https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012023>

10. V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva & I.A. Khrennikova. Strengthening surface layers of samples made of steel 45 using microplasma treatment. *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*, 2015, volume 44, No. 4, pages 384–388.

<https://doi.org/10.3103/S1052618815040032>

11. V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, M.S. Alekseeva, I.A. Khrennikova, A.A. Letunov, A.S. Sakharov, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk, S.N. Satunin. Creation of a Hard Microrelief on a Titanium Surface Processed by Microplasma Discharges with a Current Amplitude of 200 A and Pulse Duration of 20 ms. *Plasma Physics Reports*, 2012, Vol. 38, No. 13, pp. 1105–1112.

<https://doi.org/10.1134/S1063780X12080144>

12. V.A. Ivanov, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, M.E. Konyzhev. Application of the microplasma method for strengthening of the near-surface layer of samples made from steel 45. *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*, 2008, Vol. 37, No. 3, pp. 278–283. <https://doi.org/10.3103/S1052618808030126>

13. Димитрович Д.А., Бычков А.И., Иванов В.А. Влияние физических методов обработки поверхности титана на рост колоний клеток костной биологической ткани // *Прикладная физика*, №2, 2009. С. 35-43.

14. V. A. Ivanov, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva & M. E. Konyzhev. The effect of microplasma treatment on the properties of a near-surface layer in specimens of a Ni-Cr alloy. *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*, 2007, Vol. 36, No. 6, pp. 569–574. <https://doi.org/10.3103/S1052618807060118>

15. Marcus Textor, Caroline Sittig, Vincent Frauchiger, Samuele Tosatti, Donald M. Brunette Properties and Biological Significance of Natural Oxide Films on Titanium and Its Alloys: In book:

Titanium in Medicine (pp.171-230) Springer, January 2001.

https://doi.org/10.1007/978-3-642-56486-4_7

16. Sittig C, Textor M, Spencer ND, Wieland M, Vallotton PH (1999) Surface characterization of implant materials CP Ti, Ti–6Al–7Nb and Ti–6Al–4V with

- different pretreatments. *Journal of Materials Science: Materials in Medicine* **10**, 35–46 (1999). <https://doi.org/10.1023/a:1008840026907>
17. V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, M.E. Konyzhev, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk and L.I. Kuksenova. Microplasma discharges excited by a plasma flow on constructional metals. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017. **907**(1):012023. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012023>
18. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеев. Распространение микроплазменного разряда по поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой. *Успехи прикладной физики*, 2020. Т. 8. № 4. С. 239-250. <https://advance.orion-ir.ru/UPF-20/4/UPF-8-4-239.pdf>
19. *Vacuum Arcs: Theory and Application*, Ed. by J. M. Lafferty. New York: Wiley, 1980. 372 p.
20. A. Anders. *Cathodic Arcs: From Fractal Spots To Energetic Condensation* (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics). Vol. 50. New York, NY, USA: Springer-Verlag, 2008.
21. Иванов В.А. Трехэлектродный несимметричный зонд для непрерывного измерения температуры и плотности плазмы // *Краткие сообщения по физике ФИАН*, № 6. М., 1988. С. 33–35.
22. Ivanov V.A. Triple Probe Method for Characterization of Arc Cathode Plasmas. // *Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut für Elektronenphysik*. Preprint 85–1. Pp. 1–9.
23. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H. Time Resolved Measurements of Arc Cathode Plasma in Vacuum. // *Proceedings XI th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. 1984. Berlin, DDR. Vol. 1. P. 157–160.
24. V. A. Ivanov, B. Juttner and H. Pursch, "Time-Resolved Measurements of the Parameters of Arc Cathode Plasmas in Vacuum," in *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 13, no. 5, pp. 334–336, Oct. 1985. <https://doi.org/10.1109/TPS.1985.4316432>

25. Иванов В. А., Коныжев М. Е., Камолова Т. И., Дорофеюк А. А. Характер распространения микроплазменных разрядов по поверхности титана, покрытого тонкой оксидной пленкой // Успехи прикладной физики. 2021. Т. 9. № 6. С. 449-463. <https://doi.org/10.51368/2307-4469-2021-9-6-449-463>
26. В. М. Иевлев, С. Б. Кущев, А. Н. Латышев, О. В. Овчинников, Л. Ю. Леонова, М. С. Смирнов, А. А. Синельников, А. М. Возгорьков, М. А. Ивкова Люминесценция тонких пленок диоксида титана // «Конденсированные среды и межфазные границы», том 14, № 2, С. 141—149.
27. Т. М. Сериков, Н. Х. Ибраев, О. Я. Исайкина, С. В. Савилов Нанокристаллические пленки TiO₂: синтез, низкотемпературные люминесцентные и фотовольтаические свойства // «ЖУРНАЛ НЕОРГАНИЧЕСКОЙ ХИМИИ», 2021, том 66, № 1, С. 107–114.
28. M. A. Botov, A. Yu. Kuznetsov and A. B. Sobolev, Near-surface centers of luminescence in titanium dioxide. AIP Conference Proceedings **2466**, 030008 (2022). <https://aip.scitation.org/doi/epdf/10.1063/5.0088939>
29. Иванов В.А., Коныжев М.Е., Камолова Т.И., Дорофеюк А.А. Время жизни катодных пятен на поверхности титана при возбуждении микроплазменного разряда // Успехи прикладной физики, 2022. Т.10, №5. С.425-439. DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-5-425-439
30. A. Ivanov, M.E. Konyzhev, T.I. Kamolova, and A.A. Dorofeyuk Lifetime of Cathode Spots on the Surface of Titanium upon Excitation of a Microplasma Discharge // Plasma Physics Reports, 2023, Vol. 49, No. 3, pp. 394–402. DOI: 10.1134/S1063780X22602085

Раздел 13. Распространение микроплазменного разряда по поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой

В данном разделе представлены экспериментальные исследования процесса распространения и структуры импульсного микроплазменного разряда, инициируемого на поверхности титанового образца, покрытого тонкой диэлектрической пленкой толщиной около 10 нм, широкоапертурным потоком плазмы с плотность плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и длительностью импульса 25 мкс. Обнаружено, что свечение микроплазменного разряда визуально в макромасштабе имеет разветвленную структуру типа дендрита, которая в микромасштабе состоит из большого количества ярко светящихся «точечных» образований – локализованных на поверхности металла катодных пятен. В результате взаимодействия микроплазменного разряда (длительность разряда 100 мкс, амплитуда электрического тока в разряде 200 А) с титановым образцом происходит эрозия его поверхности. При этом эрозионная структура визуально «идентична» структуре свечения разряда и состоит из большого количества отдельных микрократеров с характерными размерами от 0.3 до 10 мкм, локализованных на поверхности металла в пределах области площадью $\approx 1 \text{ см}^2$. Вся совокупность микрократеров в макромасштабе образует разветвленную структуру типа дендрита. Установлено, что микроплазменный разряд распространяется вдоль поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой, со средней скоростью 70 м/с. Причём, распространение микроплазменного разряда имеет «прыжковый» характер: плазма «малоподвижных» горящих катодных пятен инициирует возбуждение новых катодных пятен на расстояниях локализации 3–30 мкм от них.

13.1 Введение

Известно, что в вакууме импульсная плазма плотностью более 10^{11} см^{-3} и длительностью более 1 мкс может возбуждать микроплазменный разряд на поверхности металлов (титан, алюминий, сталь и др.), покрытых тонкой

диэлектрической пленкой толщиной $d \approx 1$ мкм [1–6]. Для устойчивого возбуждения этих разрядов необходимо, чтобы электрический потенциал металла имел отрицательное значение 100–400 В, а диэлектрическая пленка имела хотя бы один разрыв (разрез), граничащий с открытой поверхностью металла [1–6].

В этом случае, плазма взаимодействует одновременно с диэлектрической пленкой и открытой поверхностью металла. При этом, за счет потока положительно заряженных ионов плазмы, внешняя поверхность диэлектрической пленки заряжается до плавающего электрического потенциала плазмы Ψ_f , значение которого, как правило, в нашем случае, близко к потенциалу заземленной стенки вакуумной камеры, т.е. $\Psi_f \approx 0$. Отрицательный электрический потенциал металлического образца до начала разряда Ψ_m обычно составляет величину $\Psi_m = -400$ В. При этих условиях напряженность электрического поля между внешней поверхностью диэлектрической пленки и открытой поверхностью металла определяется формулой [6]:

$$E = |\Psi_m - \Psi_f|/d \approx |\Psi_m|/d \quad (13.1)$$

Ранее в наших экспериментах плазменный поток возбуждал микроплазменный разряд на поверхности металла, частично покрытого диэлектрической оксидной пленкой толщиной 1 мкм. Такая пленка формировалась на поверхности образцов в результате их нагревания в воздушной атмосфере при температуре 400 °С [1–6].

В этом случае при воздействии потока плазмы на образец напряженность электрического поля, возникающего на срезе диэлектрической пленки толщиной 1 мкм, составляет величину около 4 МВ/см. Такое электрическое поле является достаточно сильным для инициирования электрического пробоя по срезу диэлектрической пленки в местах разрыва пленки и ее контакта с открытой поверхностью металла [1–6]. При поверхностном электрическом пробое по срезу плёнки на открытой поверхности металла происходит образование катодных пятен, плотная плазма которых контактирует с

металлическим образцом. В результате в замкнутой цепи «металл – плазма – стенка камеры – источник напряжения и тока» возбуждается электрический ток микроплазменного разряда 200 А, ограниченный внешним балластным резистором 2 Ом. На стадии развития микроплазменного разряда происходит разрушение пленки, расплавление локальной области на поверхности металла и, после окончания тока образование микрократеров в результате быстрого остывания расплава металла [4–6]. На стадии горения катодных пятен микроплазменного разряда отрицательный потенциал металла уменьшается до значения 30–50 В.

Возбуждение микроплазменных разрядов на поверхности титана, частично покрытого оксидной пленкой толщиной $d \approx 1$ мкм, происходит с вероятностью около 90% [5, 6]. Для титановых образцов, частично покрытых более толстыми или более тонкими пленками, вероятность возбуждения микроплазменных разрядов значительно уменьшается [5, 6]. Действительно, как видно из приведенной выше формулы (1) при увеличении толщины пленки от 1 мкм до 10 мкм величина электрического поля на срезе пленки уменьшается на порядок, и, следовательно, значительно снижается вероятность возбуждения микроплазменного разряда потоком плазмы. При уменьшении толщины пленки на титане от 1 до 0.01 мкм ее электропроводность сильно возрастает [7, 8], а плотность электрического заряда на ее поверхности заметно уменьшается, поскольку поток ионов из плазмы с плотностью около 10^{11} см^{-3} уже не может зарядить внешнюю поверхность пленки до плавающего потенциала плазмы в течение длительности плазменного импульса около 20 мкс. Следовательно, напряженность электрического поля между внешней поверхностью пленки и металлом значительно уменьшается, а вероятность возбуждения микроплазменных разрядов снижается до значения $\approx 1\%$ [6]. Близкие результаты по инициированию микроплазменных разрядов на поверхности других конструкционных металлов в потоке плазмы представлены в работах [9, 10].

Таким образом, в этих условиях при толщине диэлектрической пленки 1 мкм на образцах титана, стали и алюминия микроплазменный разряд всегда возникает на границе разрыва диэлектрической пленки и открытой поверхности металла. При этом скорость движения микроплазменного разряда по поверхности металла составляет величину около 1 м/с и определяется скоростью испарения диэлектрической пленки и плавлением локальных участков металла плотной плазмой катодных пятен (микроразрядов). В результате возбуждения 5–10 импульсных микроплазменных разрядов (при длительности каждого импульса 20 мс) поверхность металлических образцов, покрытых диэлектрической пленкой толщиной около 1 мкм, полностью очищается от пленки. При этом на ней формируется сплошной переплавленный слой металла, который характеризуется прочным микрорельефом с характерной шероховатостью 1–2 мкм [10–12]. Такой новый способ формирования прочного микрорельефа на поверхности металлов с использованием микроплазменных разрядов весьма востребован в медицине, включая ортопедию и стоматологическое протезирование, а также в промышленности при производстве композиционных материалов [12–13].

Фундаментальный и прикладной интерес представляет также исследование микроплазменного разряда, возбуждаемого потоком плазмы на поверхности титана, покрытого очень тонкой сплошной диэлектрической пленкой толщиной 2–10 нм. Такая тонкая пленка образуется на поверхности титана в воздушной атмосфере (температура 20 °С, давление 1 атм) в течение нескольких минут в результате процесса окисления металла кислородом воздуха [14]. В дальнейшем, при длительном выдерживании образца в воздушной атмосфере в течение многих сотен часов, сформированная таким образом оксидная пленка на титане очень стабильна и практически сохраняет толщину около 10 нм [15].

Важно отметить, что такая тонкая диэлектрическая оксидная пленка является сплошной (без разрывов и разрезов) и полностью покрывает металлический образец. Таким образом, внешний поток плазмы при

взаимодействии с образцом, не контактирует с открытой поверхностью металла. При этом электрическое поле, возникающее между внешней поверхностью оксидной пленки и металлом, сосредоточено внутри тонкой пленки. Следовательно, сама возможность поверхностного электрического пробоя диэлектрической пленки исключается. Таким образом, для возбуждения микроплазменного разряда на титане, покрытого сплошной тонкой оксидной пленкой толщиной 10 нм, необходимо возникновение такого сильного локального электрического поля, которое может инициировать электрический пробой в «объёме» тонкой диэлектрической плёнки.

Материалы, представленные в данном разделе, посвящены исследованию процессов инициирования внешним коротким импульсным потоком плотной плазмы и последующего самостоятельного развития (уже в отсутствие внешнего потока плазмы) микроплазменных разрядов на поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой. С этой целью были изучены и сопоставлены друг с другом (в различных пространственных и временных масштабах): 1) структура свечения одиночного микроплазменного разряда, и 2) структура образовавшейся эрозии на поверхности титана.

В экспериментах микроплазменный разряд на поверхности титана инициировался в течение 1–5 мкс на переднем фронте широкоапертурного импульсного плазменного потока, генерируемого инжектором. В последующие моменты времени (после инициирования инжектором плазмы) микроплазменный разряд длительностью 100 мкс и более поддерживался электрическим током амплитудой 200 А от источника напряжения. При этом в отсутствие плотной плазмы во внешнем потоке, дальнейшее развитие микроплазменного разряда длительностью 100 мкс происходило в результате действия ряда циклических процессов сильного локального взаимодействия плотной плазмы «горящих» катодных пятен с поверхностью титана, покрытой сплошной диэлектрической пленкой.

13.2 Экспериментальные исследования

Исследования проводились в экспериментальной установке «Сфера» [1–12, 16], представляющей собой металлическую вакуумную камеру сферической формы диаметром 50 см, откачиваемой до остаточного давления воздуха ≈ 1 Па (рис. 13.1). На боковом патрубке устанавливался плазменный инжектор цилиндрического типа, в котором в результате высоковольтного электрического разряда по поверхности полиметилметакрилата (органическое стекло) формировался импульсный поток плазмы длительностью около 25 мкс. Основные характеристики потока плазмы (электронная температура плазмы, плотность заряженных частиц, длительность импульса потока плазмы) измерялись одноэлектродным и трехэлектродным ленгмюровскими зондами [17, 18]. Поток импульсной плазмы направлялся в камеру, и по мере распространения он расширялся от инжектора к центру камеры, при этом его плотность на расстоянии 2 см от среза инжектора составляла величину около $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а в центре камеры плотность была существенно ниже $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура на переднем фронте (1–5 мкс) импульса потока плазмы на различных расстояниях от инжектора составляла величину около 10 эВ и практически не изменялась в процессе расширения плазменного потока.

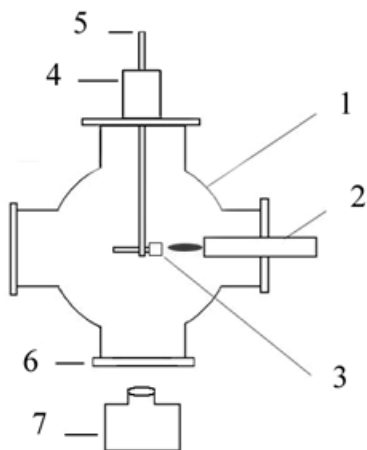


Рис. 13.1 Схема экспериментальной установки «Сфера» для возбуждения и исследования микроплазменных разрядов на металлических образцах: 1 – вакуумная камера, 2 – плазменный инжектор, 3 – металлический образец, 4 – манипулятор с вакуумным вводом, 5 – металлический держатель образцов, 6 – оптическое окно, 7 – фоторегистратор

В эксперименте использовалась пластина из титана размерами $20 \times 20 \times 1$ мм³, покрытая сплошной диэлектрической оксидной пленкой толщиной около 10 нм. Такая плёнка сформировалась естественным образом на поверхности образца при его выдерживании в воздушной атмосфере при комнатной температуре в течение нескольких месяцев [19].

Поскольку тонкая диэлектрическая пленка толщиной 10 нм имеет заметную электропроводность [7, 8], то вероятность возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности титана (покрытого тонкой пленкой 10 нм) в потоке плазмы плотностью $(10^{11} - 10^{12})$ см⁻³ составляет всего несколько процентов [6]. Поэтому для более устойчивого накопления электрического заряда на внешней поверхности пленки и соответственно для надежного возбуждения микроплазменного разряда на титане с такой тонкой оксидной пленкой необходимо было использовать поток плазмы с существенно более высокой плотностью около $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Пластина из титана размерами $20 \times 20 \times 1$ мм³ была установлена ребром навстречу набегающему потоку плазмы от инжектора. Ближайшее к инжектору ребро пластины находилось на расстоянии 2 см от среза плазменного инжектора, где максимальная концентрация плазмы $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ достигалась на максимуме плазменного потока на 5-ой микросекунде от начала генерации импульса плазмы (рис. 13.2).

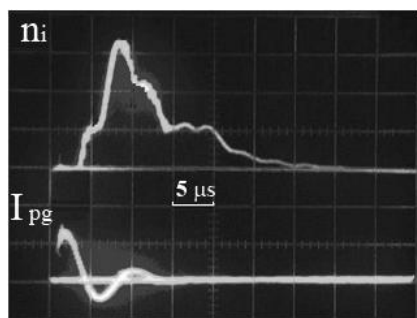


Рис. 13.2 n_i – осциллограмма плотности плазмы, полученная с помощью ленгмюровского зонда в режиме ионного тока насыщения, расположенного на расстоянии 15 см от среза инжектора.

I_{pg} – осциллограмма разрядного электрического тока в плазменном инжекторе.

При воздействии единичного импульсного потока плазмы на образец титана на его поверхности был инициирован микроплазменный разряд,

который характеризовался напряжением горения около 50 В с амплитудой электрического тока в разряде 200 А и длительностью импульса 100 мкс. Осциллограммы напряжения и тока в микроплазменном разряде представлены на рис. 13.3.

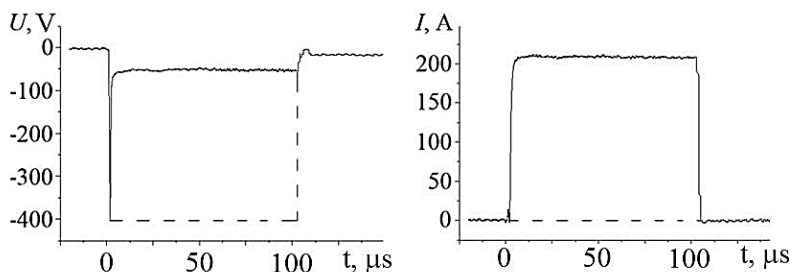


Рис. 13.3 Сплошные линии: осциллограммы напряжения (слева) и электрического тока (справа) в микроплазменном разряде на образце титана, покрытом диэлектрической пленкой толщиной 10 нм. Пунктирные линии: осциллограммы напряжения (слева) и тока (справа) на образце титана в отсутствие микроплазменного разряда на его поверхности.

С помощью фотокамеры Nikon D7100 была зарегистрирована структура свечения микроплазменного разряда, возбужденного на поверхности титанового образца единичным импульсом плазмы (рис. 13.4). Поскольку фотокамера работала с открытым затвором, то длительность экспозиции кадра при фотографировании определялась длительностью свечения микроплазменного разряда 100 мкс и определялась длительностью импульса электрического тока.

Обнаружено, что структура свечения микроплазменного разряда на титане с тонкой оксидной пленкой 10 нм является сильно неоднородной и имеет характерную древовидную ветвящуюся форму в виде дендрита (рис. 13.4). Более четко это видно на черно-белой фотографии при усилении контрастности изображения и при снижении светимости ореола (рис. 13.5).

На рис. 13.4 и рис. 13.5 видно, что свечение микроплазменного разряда представляет собой множество светящихся локализованных («точечных»)

объектов, большинство из которых практически не перемещаются в течение времени экспозиции фотографии 100 мкс. Так как минимально различимый визуально диаметр одиночных «неподвижных» микроразрядов (катодных пятен) не превышает значения 0.2 мм, то оценка средней скорости перемещения отдельных катодных пятен в течение 100 мкс не превышает величины 20 см/с.

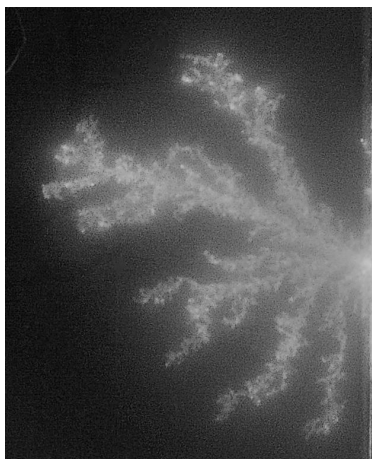


Рис. 13.4 Фотография свечения одиночного микроплазменного разряда, возбуждённого на поверхности титанового образца, покрытого диэлектрической пленкой толщиной 10 нм. Внешний импульсный поток плазмы с плотностью $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ набегаёт на образец справа, где был установлен плазменный инжектор. Пластина из титана размерами $20 \times 20 \times 1 \text{ мм}^3$ установлена ребром навстречу набегающему потоку плазмы. Ребро образца имеет длину 20 мм, светящаяся область разряда в виде дендрита имеет размеры $\approx (7 \times 8.6) \text{ мм}^2$.

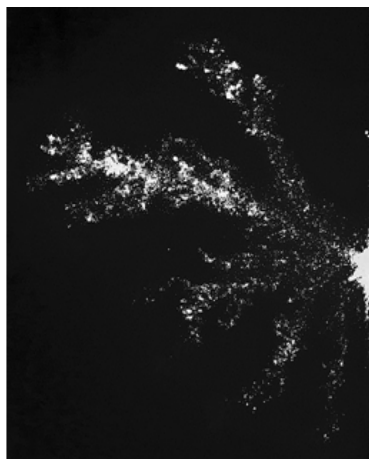


Рис. 13.5. Контрастное изображение свечения микроплазменного разряда в течение длительности экспозиции 100 мкс. Размеры реального изображения составляют $(7 \times 8.6) \text{ мм}^2$. Микроплазменный разряд возбуждается на поверхности пластины из титана (покрытой диэлектрической пленкой толщиной 10 нм) импульсным потоком плазмы, падающим на неё справа. Это изображение получено из фотографии (рис. 13.4) в результате преобразования цветного изображения в черно-белое и удаления ореола свечения плазмы.

В ходе экспериментов было установлено, что микроплазменный разряд всегда возникает в тех областях образца, которые находятся в более плотном потоке плазмы, т. е. ближе к плазменному инжектору. Действительно, в нашем случае микроплазменный разряд был инициирован потоком плазмы на ребре пластины, который расположен ближе всего к плазменному инжектору, и, следовательно, в более плотной плазме потока инжектора. После этого микроплазменный разряд распространялся от ребра пластины к её центру, т. е. справа налево. Поскольку вся светящаяся область разряда размерами около $7 \times 8.6 \text{ мм}^2$ сформировалась в течение 100 мкс, то оценка средней скорости распространения микроплазменного разряда по поверхности титана составляет величину около 70 м/с.

Для объяснения столь высокой скорости распространения микроплазменного разряда 70 м/с на титане с тонкой пленкой толщиной около 10 нм по сравнению со скоростью распространения разряда 1 м/с на титане с толстой плёнкой 1 мкм была детально изучена локальная эрозия, образовавшаяся на поверхности титанового образца в результате воздействия одиночного микроплазменного разряда.

На рис. 13.6 и 13.7 представлены фотографии эрозии на поверхности пластины из титана, которая образовалась в результате возбуждения одиночного микроплазменного разряда (длительность 100 мкс, амплитуда электрического тока 200 А). Микроплазменный разряд был инициирован на ребре пластины импульсным потоком плазмы от инжектора, и далее (после окончания действия плазмы инжектора) самостоятельно распространялся вдоль поверхности пластины. Отчётливо видна древовидная структура эрозии на поверхности титана, аналогичная структуре свечения микроплазменного разряда (рис. 13.4, 13.5).



Рис. 13.6 Макрофотография зоны эрозии на поверхности пластины из титана, покрытой оксидной пленкой толщиной 10 нм, в результате возбуждения одиночного микроплазменного разряда с длительностью 100 мкс и амплитудой электрического тока 200 А. Размер изображения $7 \times 8.6 \text{ мм}^2$.

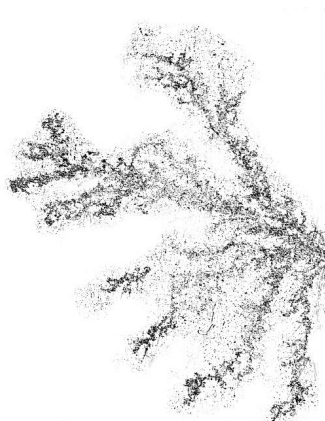


Рис. 13.7 То же изображение, что и на рис. 13.6, после инверсии цвета и увеличения контрастности исходного изображения для улучшения качества и наглядности локальной структуры зоны эрозии. Размер изображения $7 \times 8.6 \text{ мм}^2$.

На основании сравнительного анализа изображений на рис. 13.4, 13.5, 13.6, 13.7 можно заключить, что при одинаковом увеличении изображений структура эрозии на поверхности титана и структура свечения микроплазменного разряда визуально «идентичны»: эрозия образца и свечение микроплазменного разряда представляют собой сильно неоднородные образования древовидной структуры (дендриты), которые возникают в результате возбуждения микроплазменного разряда на поверхности титана.

Детальная структура эрозии представлена на увеличенной микрофотографии фрагмента эрозии на поверхности титанового образца, которая появляется в результате возбуждения одиночного микроплазменного разряда с амплитудой электрического тока 200 А и длительностью импульса 100 мкс (рис. 13.8). Эта микрофотография получена с помощью сканирующего электронного микроскопа с увеличением $\times 800$.

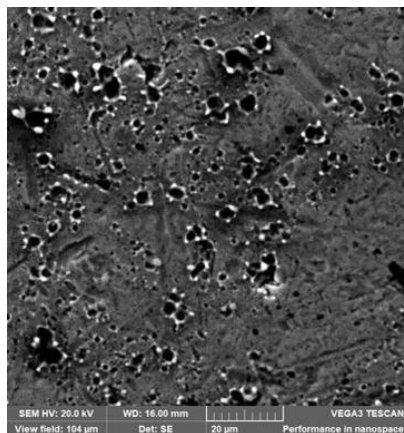


Рис. 13.8 Микрофотография фрагмента эрозии на поверхности титанового образца, возникшей в результате возбуждения одиночного микроплазменного разряда с амплитудой электрического тока 200 А и длительностью импульса 100 мкс. Микрофотография получена с помощью сканирующего электронного микроскопа при напряжении на катоде электронной пушки 20 кВ. Размер изображения 104 × 112 мкм.

Эрозия поверхности титана представляет собой множество хаотично расположенных на поверхности образца отдельных микрократеров с характерными размерами 0,3–10 мкм, которые возникают в области локализации ярко светящихся катодных пятен микроплазменного разряда (рис. 13.8). Эти микрократеры возникают на поверхности титанового образца в результате локального расплавления титана, характерного для процесса взрывной электронной эмиссии на поверхности металла в сильном локальном электрическом поле [20–24]. Характерно, что расстояние между отдельными микрократерами варьируется от 3 до 30 мкм. Важно отметить, что на образце не обнаружено протяженных следов эрозии в виде «цепочки» перекрывающихся микрократеров, которые образуют единый расплавленный трек в виде канала. Из этого следует, что микроразряды, инициированные в локальных областях, не перемещаются непрерывно в виде расплавленных катодных пятен по поверхности металла, а возникают и горят «неподвижно» в течение короткого промежутка времени, а потом погасают. В процессе своего горения первичные микроразряды на поверхности титана инициируют уже своей плазмой в соседних локальных областях (на расстояниях 3–30 мкм) возникновение новых вторичных микроразрядов. При этом количество микроразрядов и микрократеров разных размеров на единице площади поверхности эрозии

образца может достигать значения $10^5\text{--}10^6\text{ см}^2$ (рис. 13.8). Поскольку минимальный ток, необходимый для горения одного катодного пятна по оценкам составляет 10–20 А [25], можно предположить, что при суммарном токе разряда 200 А одновременно могут гореть приблизительно 10–20 катодных пятен. Следовательно, для возникновения $10^5\text{--}10^6$ эрозийных кратеров необходимо, чтобы в течение длительности микроплазменного разряда произошло $10^4\text{--}10^5$ циклов возбуждения новых вторичных катодных пятен.

Таким образом, эти циклические процессы возникновения, горения и последующего погасания микроразрядов на поверхности титана повторяются многократно – не менее $10^4\text{--}10^5$ циклов в течение длительности микроплазменного разряда 100 мкс.

13.3 Обсуждение

На основании сравнительного анализа изображений, представленных на рисунках 13.4–13.7, можно сделать вывод, что при одинаковом увеличении изображений структуры поверхностной эрозии и свечения микроплазменного разряда визуально почти «идентичны» и возникают в результате возбуждения микроплазменного разряда на поверхности титана. Подробная структура эрозии показана на микрофотографии фрагмента зоны эрозии на поверхности образца титана, которая появляется в результате возбуждения одного микроплазменного разряда с амплитудой электрического тока 200 А и длительностью импульса 100 мкс (рис. 13.8). Эта микрофотография была получена с помощью сканирующего электронного микроскопа с увеличением $\times 800$. Из микрофотографии поверхности титана видно, что зона эрозии состоит из большого числа отдельных микрократеров с характерными размерами 0.3–10 мкм, случайным образом распределенными по поверхности фрагмента образца, и их положения соответствуют ярко светящимся «точкам» микроплазменного разряда. Эти микрократеры возникают на образце в результате локального плавления титана, что характерно для процесса взрывной электронной эмиссии на поверхности металла в сильном локальном электрическом поле [20–24, 26].

Важно отметить, что хотя полная длительность внешнего потока плазмы инжектора составляет 25 мкс, максимальная плотность плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в этом потоке существует всего лишь 2 мкс (рис. 13.2). Тем не менее, именно в течение этих 2 мкс «внешняя» плазма с плотностью $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ инициирует микроплазменный разряд на ребре пластины из титана, поверхность которого покрыта тонкой диэлектрической пленкой толщиной около 10 нм. При этом внешний поток плазмы только инициирует микроплазменный разряд. Дальнейшее развитие и распространение микроплазменного разряда на поверхности титана происходит «самостоятельно», в отсутствие внешнего потока плазмы. А именно, все последующие локализованные микроразряды (катодные пятна) суммарной длительностью около 98 мкс возбуждаются уже не внешней плазмой инжектора, а плотной плазмой первичных и вторичных микроразрядов, образовавшихся в последующие моменты времени после первого инициирования микроплазменного разряда. При многократном повторении циклов возбуждения, горения и возбуждения новых микроразрядов в течение импульса 100 мкс формируется как структура свечения в виде дендрита, так и структура эрозии в виде множества кратеров, которые в совокупности формируют эрозионную зону также в форме дендрита. При этом вновь возникающие микроразряды возбуждаются и локализуются на расстояниях 3–30 мкм от своих предшественников, плотная плазма [27, 28] которых является для них инициатором.

Таким образом, распространение микроплазменного разряда по поверхности титана происходит со средней скоростью около 70 м/с и носит «прыжковый» характер: отдельные микроразряды возбуждаются, практически «неподвижно» горят и погасают, успевая в течение своего существования инициировать своей плазмой новые микроразряды в соседних областях.

В каких местах возникают новые вторичные локализованные микроразряды? Очевидно, что плотная плазма микроразряда, находящегося в состоянии горения, наиболее сильно воздействует на поверхность прилегающих к нему областей, так как именно здесь возникает самое сильное

электрическое поле между диэлектрической плёнкой и металлом. Поэтому новые микроразряды будут с большей вероятностью инициироваться в непосредственной близости от горящих микроразрядов на расстояниях 3–30 мкм. Однако важно определить в каком конкретно месте это реализуется. Диэлектрическая оксидная пленка, образовавшаяся в воздушной атмосфере на титане, по-видимому, является неоднородной [14, 15], при этом её толщина варьируется от $d_1 = 2$ нм $d_2 = 10$ нм. Так как после инициирования микроплазменного разряда (и последующего его горения в течение 100 мкс) напряжение на металле снижается до величины $U_m = -50$ В (рис. 13.3), то для двух значений толщины плёнки $d_1 = 2$ нм, $d_2 = 10$ нм, при $\Psi_f \approx 0$, формула (13.1) даёт следующие значения напряженности электрического поля: $E_1 \approx 250$ МВ/см, $E_2 \approx 50$ МВ/см.

Оба эти значения электрического поля вполне достаточны для возникновения взрывной электронной эмиссии с поверхности металла с образованием кратера [20–24, 26]. Однако известно [7, 8], что более тонкие оксидные плёнки $d_1 = 2$ нм обладают существенно более высокой электропроводимостью, которая увеличивается с уменьшением толщины тонких пленок нелинейно с толщиной. Это препятствует накоплению заряда на поверхности сверхтонких оксидных пленок даже в плотном потоке плазмы от ближайших микроразрядов, и, тем самым, может существенно снижать как величину электрического поля, так и вероятность возбуждения новых вторичных микроразрядов в присутствии плотной плазмы горящих микроразрядов. Так как для более толстых оксидных пленок $d_2 = 10$ нм электропроводимость оказывается существенно ниже, то на поверхности такой пленки более эффективно происходит накопление электрического заряда до стационарного значения, и величина её потенциала приближается к значению плавающего потенциала плазмы. В действительности электрическое поле E_2 на более толстых участках оксидной пленки $d_2 = 10$ нм может оказаться больше, чем поле E_1 на более тонких участках пленки $d_1 = 2$ нм, и тогда возбуждение

новых микрозарядов (катодных пятен) окажется более вероятным в местах утолщения оксидной пленки на поверхности титана [29].

13.4 Заключение

Экспериментально исследована пространственная структура свечения импульсного микроплазменного разряда, инициируемого на поверхности титанового образца, покрытого сверхтонкой сплошной диэлектрической оксидной пленкой толщиной 2–10 нм. Микроплазменный разряд инициировался на поверхности пластины из титана потоком внешней плазмы плотностью $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и поддерживался импульсом током 200 А и длительность импульса 100 мкс. Установлено, что структура свечения микроплазменного разряда имеет форму разветвленного дендрита, который состоит из множества ярко светящихся локализованных микрозарядов.

В результате воздействия микроплазменного разряда на образец, на его поверхности возникает эрозия, структура которой «идентична» структуре свечения разряда и представляет собой множество отдельных микрократеров с характерными размерами от (0,3–10) мкм на площади около 1 см^2 . Эти микрократеры образуются в тех локальных местах, где были инициированы микрозаряды. В процессе своего горения и последующего погасания первичные микрозаряды на поверхности титана инициируют в соседних областях на расстояниях 3–30 мкм возникновение новых вторичных микрозарядов, и, таким образом, эти циклические процессы возникновения новых и погасания «старых» первичных микрозарядов повторяются многократно не менее 10^4 – 10^5 циклов в течение длительности 100 мкс.

Таким образом, показано, что распространение микроплазменного разряда вдоль поверхности титана, покрытого тонкой диэлектрической пленкой, происходит со средней скоростью 70 м/с и носит «прыжковый» характер от одного катодного пятна к другому, оставляя за собой «след» в виде множества хаотично расположенных микрократеров, которые в совокупности приобретают в макромасштабе форму разветвленного дендрита [29].

Литература к разделу 13

1. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коньжев. Иницирование микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность металла. Физика плазмы, 2008, Том 34, № 2, С. 171-184.

V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, and M.E. Konyzhev, "Initiation of microplasma discharges at the edge of a dielectric film deposited on a metal surface," Plasma Physics Reports, Vol. 34, No. 2, pp. 150–161, 2008.

DOI: 10.1134/S1063780X08020074

<https://doi.org/10.1134/S1063780X08020074>

2. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov and M. E. Konyzhev, "Plasma initiation of vacuum arcs on a metal surface partially covered with a dielectric film," 2008 23rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Bucharest, 2008, Vol. 2, pp. 575–578.

doi: 10.1109/DEIV.2008.4676859

<https://doi.org/10.1109/DEIV.2008.4676859>

3. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, С.Н. Сатунин, А.А. Летунов. Воздействие микроплазменных разрядов на поверхность алюминия. Прикладная физика, 2010, № 6, С. 57-64.

V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, A.S. Sakharov, A.A. Dorofeyuk, T.I. Kamolova, S.N. Satunin, and A.A. Letunov, "Effect of Microplasma Discharges on Aluminum Surfaces," Plasma Physics Reports, 2011, Vol. 37, No. 13, pp. 1230–1235.

DOI: 10.1134/S1063780X11060109

<https://doi.org/10.1134/S1063780X11060109>

4. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеюк, С.Н. Сатунин. Сильное локализованное взаимодействие микроплазменных разрядов с титаном. Прикладная физика, 2009, № 6, С. 76-83.

V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, A.S. Sakharov, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk, and S.N. Satunin. Strong Localized Interaction of Microplasma Discharges with Titanium // Plasma Physics Reports, 2010, Vol. 36, No. 13, pp.1241–1246.

DOI: 10.1134/S1063780X10130258

<https://doi.org/10.1134/S1063780X10130258>

5. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, И.А. Хренникова Влияние микроплазменной обработки на структуру, микрогеометрию поверхности и триботехнические характеристики конструкционных сплавов // Трение и износ, 2009. Том 30, № 4. С. 396-404.

V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva & I.A. Khrennikova. Influence of microplasma machining on the surface structure and microgeometry and tribological behavior of structural alloys. Journal of Friction and Wear. 2009. Vol.30, No.4, Pp. 290–296.

DOI: 10.3103/S1068366609040114

<https://doi.org/10.3103/S1068366609040114>

6. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коньжев. Формирование сильного электрического поля, приводящего к возбуждению микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки на металле в потоке плазмы. Успехи прикладной физики, 2013. Т.1, №6. С. 697-711.

<http://advance.orion-ir.ru/UPF-13/6/UPF-1-6-697.pdf>

Ivanov, V.A., Sakharov, A.S. & Konyzhev, M.E. Formation of a strong electric field resulting in the excitation of microplasma discharges at the edge of a dielectric film on a metal in a plasma flow. Plasma Physics Reports, 2016, Vol. 42, No. 6, pp. 619–632.

DOI: 10.1134/S1063780X16060039

<https://doi.org/10.1134/S1063780X16060039>

7. M.D. Stamate. On the dielectric properties of dc magnetron TiO₂ thin films. Applied Surface Science, 2003, Vol. 218, Issues 1–4, Pp. 317–322.

DOI: 10.1016/S0169-4332(03)00624-X

[https://doi.org/10.1016/S0169-4332\(03\)00624-X](https://doi.org/10.1016/S0169-4332(03)00624-X)

8. I. Oja Acik, A. Mere, M. Krunk, R. Nisumaa, C.-H. Solterbeck, M. Ec-Souni. Structural and electrical characterization of TiO₂ films grown by spray pyrolysis. *Thin Solid Films*, 2006. Volume 515, Issue 2, Pages 674–677.

DOI: 10.1016/j.tsf.2005.12.243

<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2005.12.243>

9. V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, M.E. Konyzhev, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk and L.I. Kuksenova. Microplasma discharges excited by a plasma flow on constructional metals. *Journal of Physics: Conference Series*, 2017. **907**(1):012023, doi:10.1088/1742-6596/907/1/012023

10. Иванов В.А., Кобычев М.Е., Куksenova Л.И., Лаптева В.Г., Хренникова И.А. Упрочнение приповерхностных слоев образцов из стали 45 с помощью микроплазменной обработки. *Проблемы машиностроения и надежности машин*. 2015. № 4. С. 96–102.

V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva & I.A. Khrennikova. Strengthening surface layers of samples made of steel 45 using microplasma treatment. *Journal of Machinery Manufacture and Reliability*, 2015, volume 44, No. 4, pages 384–388.

DOI: 10.3103/S1052618815040032

<https://doi.org/10.3103/S1052618815040032>

11. В.А. Иванов, М.Е. Кобычев, Л.И. Куksenova, В.Г. Лаптева, М.С. Алексеева, И.А. Хренникова, А.А. Летунов, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеев, С.Н. Сатунин. Создание прочного микро рельефа на поверхности титана при воздействии микроплазменных разрядов с амплитудой тока 200 А и длительностью импульсов 20 мс. // *Прикладная физика*, 2011, № 6, С. 59–67.

V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, M.S. Alekseeva, I.A. Khrennikova, A.A. Letunov, A.S. Sakharov, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk, S.N. Satunin. Creation of a Hard Microrelief on a Titanium Surface Processed by Microplasma Discharges with a Current Amplitude of 200 A and Pulse Duration of 20 ms.

Plasma Physics Reports, 2012, Vol. 38, No. 13, pp. 1105–1112.

DOI: 10.1134/S1063780X12080144

<https://doi.org/10.1134/S1063780X12080144>

12. Иванов В.А., Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Коньжев М.Е. Применение микроплазменного метода для упрочнения приповерхностного слоя образцов из стали 45. Проблемы машиностроения и надежности машин, 2008. № 3. С. 84-89.
V.A. Ivanov, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, M.E. Konyzhev. Application of the microplasma method for strengthening of the near-surface layer of samples made from steel 45.

Journal of Machinery Manufacture and Reliability, 2008, Vol. 37, No. 3, pp. 278–283.

DOI: 10.3103/S1052618808030126

<https://doi.org/10.3103/S1052618808030126>

13. Димитрович Д.А., Бычков А.И., Иванов В.А. Влияние физических методов обработки поверхности титана на рост колоний клеток костной биологической ткани // Прикладная физика, №2, 2009. С. 35-43.

14. Пульцин Н.М. Взаимодействие титана с газами. М.: Metallurgy, 1969, 217 с.

Pultsin N.M. The interaction of titanium with gases. Moscow: Metallurgy, 1969. 217 p. [in Russian]

15. Окисление металлов, Том 2. / Под ред Ж. Бенара, Пер с франц. М.: Metallurgy, 1969. 213 с.

Oxidation of Metals (two-volume edition), Vol 2, 444 pages. / Ed. by Zh. Benar. Moscow: Metallurgy, 1969. [in Russian: translated from French]

16. В.А. Иванов, М.Е. Коньжев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеев, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микро рельефа на поверхности Ni-Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2006. № 6. С. 97-107.

V. A. Ivanov, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva & M. E. Konyzhev. The effect of microplasma treatment on the properties of a near-surface layer in specimens of a Ni-Cr alloy.

Journal of Machinery Manufacture and Reliability, 2007, Vol. 36, No. 6, pp. 569–574.

DOI: 10.3103/S1052618807060118

<https://doi.org/10.3103/S1052618807060118>

17. Иванов В.А. Трехэлектродный несимметричный зонд для непрерывного измерения температуры и плотности плазмы // Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6. М., 1988. С. 33–35.

18. Ivanov V.A. Triple Probe Method for Characterization of Arc Cathode Plasmas. //Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut fur Electronenphysik. Preprint 85–1. Pp. 1–9.

19. Кубашевский О., Гопкинс Б. Окисление металлов и сплавов. Пер. с англ. М.: Металлургия, 1965. 428 с.

O. Kubaschewski; B.E. Hopkins, Oxidation of metals and alloys. Publisher: London: Butterworths, 1962, 2d ed, 319 pages.

20. Г.А. Месяц. Эктон — лавина электронов из металла. Успехи физических наук, 1995. Том 165, № 6, С. 601–626.

DOI: 10.3367/UFNr.0165.199506a.0601

<https://doi.org/10.3367/UFNr.0165.199506a.0601>

Mesyats G.A. “Ecton or electron avalanche from metal”, Phys. Usp. **38** 567–590 (1995)

Physics–Uspekhi, 1995, **38**:6, 567–590

DOI: 10.1070/PU1995v038n06ABEH000089

<https://doi.org/10.1070/PU1995v038n06ABEH000089>

21. G.A. Mesyats, Ecton mechanism of the vacuum arc cathode spot, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 23, no. 6, pp. 879–883, 1995.

22. G. A. Mesyats. Ecton mechanism of the cathode spot phenomena in a vacuum arc.

- IEEE Transactions on Plasma Science, 2013. Vol. 41, No. 4, Pp. 676–694.
23. G. Mesyats. Ectons and their Role in Electrical Discharges in Vacuum and Gases. *Journal de Physique IV Colloque*, 1997, 07 (C4), pp.C4-93-C4-112.
24. A. Anders. *Cathodic Arcs: From Fractal Spots To Energetic Condensation* (Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics). Vol. 50. New York, NY, USA: Springer–Verlag, 2008.
25. Вакуумные дуги: Пер. с англ./ Под ред. Дж. Лафферти. М.: Мир, 1982.432 с. Lafferty J M (ed) 1980 *Vacuum Arcs – Theory and Application* (New York: Wiley)
26. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
G.A. Mesyats and D.I. Proskurovsky, *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*. Berlin: Springer–Verlag, 1989.
27. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H. Time Resolved Measurements of Arc Cathode Plasma in Vacuum. // *Proceedings XI th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*. 1984. Berlin, DDR. Vol. 1. P. 157–160.
28. V. A. Ivanov, B. Juttner and H. Pursch, "Time-Resolved Measurements of the Parameters of Arc Cathode Plasmas in Vacuum," in *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 13, no. 5, pp. 334–336, Oct. 1985, doi: 10.1109/TPS.1985.4316432
29. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, T. I. Kamolova, and A. A. Dorofeyuk The Characteristics of Microplasma Discharge Propagation Over the Titanium Surface Covered with a Thin Oxide Film // *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2023, Vol. 68, No. 9, pp. 1067–1076. DOI: 10.1134/S1064226923090097

Раздел 14. Упрочнение приповерхностного слоя образцов из конструкционной стали в микроплазменных разрядах

В данном разделе представлены экспериментальные исследования сильного локального взаимодействия микроплазменных разрядов (МПР) с образцами из конструкционной стали 45. В результате такого взаимодействия происходят изменения морфологических и прочностных свойств поверхностных слоев образцов. В приповерхностном слое образцов, обработанных микроплазменными разрядами, формируется сплошной поверхностный слой металла, для которого шероховатость, микротвердость, износостойкость и другие свойства стали 45 значительно улучшаются по сравнению с соответствующими исходными состояниями.

14.1 Введение

В качестве стандартных промышленных методов объемного упрочнения металлов и сплавов используются, в основном, методы термомеханического закаливания металлических изделий различного назначения. Наряду с этим, в последние годы для упрочнения приповерхностного слоя металлов и сплавов применяют также лучевые, пучковые и плазменные методы [1]. Однако лазерное излучение и потоки заряженных частиц можно эффективно применять лишь для отдельных видов обработки металлических изделий с простыми геометрическими формами типа плоскости или цилиндра. В противоположность этому, в [2] предложен универсальный плазменный метод обработки изделий из металлов и сплавов, основанный на новом принципе возбуждения импульсных микроплазменных разрядов, способных упрочнять приповерхностный слой металлических изделий со сложной формой поверхности. С помощью микроплазменных разрядов оказалось возможным не только упрочнять приповерхностный слой металлов и сплавов, но и создавать микрорельеф на поверхности металлических изделий, что весьма важно для деталей, работающих в условиях сильного трения со смазкой. Наличие

прочного микрорельефа способствует эффективному удержанию смазки между трущимися деталями, в результате чего происходит существенное снижение силы трения и уменьшение износа трущихся металлических деталей.

В данном разделе представлены результаты метода микроплазменной обработки для эффективной модификации поверхности образцов из конструкционной стали 45, широко применяемой в машиностроении. При этом основные цели данной работы состояли в следующем:

- исследовать возможность применения микроплазменного метода для формирования прочного микрорельефа на поверхности образцов из конструкционной стали 45, широко применяемой в узлах трения машин и механизмов,
- изучить свойства микрорельефа, образующегося на поверхности образцов из стали 45 в результате их взаимодействия с микроплазменными разрядами,
- исследовать металлофизические и триботехнические характеристики образцов из стали 45, обработанных микроплазменными разрядами.

14.2 Экспериментальная установка

Микроплазменная обработка образцов из стали 45 проводилась в ИОФ РАН на установке “Сфера” [3, 4]. Изучение металлофизических, триботехнических и микроструктурных свойств поверхности металлических образцов, обработанных микроплазменными разрядами, выполнялось на специализированных стендах с помощью аппаратуры и методов, разработанных в ИМАШ РАН. Исследование микроструктуры приповерхностного слоя металлических образцов проводилось также в ИМАШ РАН с использованием метода скользящего рентгеновского пучка.

Экспериментальная установка “Сфера” предназначена для возбуждения и поддержания импульсных микроплазменных разрядов на поверхности образцов из металлов и сплавов. Эксперименты проводились в вакуумной камере, оборудованной плазменным инжектором, системой крепления и перемещения

металлических образцов, системой диагностики плазменных и электрических параметров разрядов.

Вакуумная часть установки состоит из сферической вакуумной камеры диаметром 50 см и системы обеспечения вакуумных условий (вакуумный насос, вакуумная магистраль, вакуумметр и другие необходимые устройства). Остаточное давление воздуха в вакуумной камере поддерживалось на уровне 0.01-0.05 Тор.

Плазменный инжектор коаксиального типа с водяным охлаждением создавал в камере импульсный поток плазмы в результате импульсного высоковольтного электрического разряда (электрическое напряжение 7 кВ, электрический ток 1.5 кА, длительность знакопеременного импульса 20 мкс), возникающего на поверхности диэлектрика. В качестве плазмообразующего диэлектрического материала в инжекторе использовался полиметилметакрилат, при этом основным ионным компонентом плазмы являлись ионы водорода (90-80 %) и ионы углерода (10-20 %), а доля более тяжелых ионов составляла менее 1 % [3]. Параметры плазмы, создаваемой плазменным инжектором, измерялись одноэлектродным и двухэлектродным электрическими зондами Ленгмюра.

Установка оборудована двумя вакуумными манипуляторами [3]. Один манипулятор использовался для крепления и перемещения внутри вакуумной камеры плазменного зонда, предназначенного для измерения параметров плазмы на различных расстояниях от плазменного инжектора в различные моменты времени. Второй манипулятор использовался для крепления и перемещения металлических образцов. С помощью второго манипулятора можно было перемещать образцы в плазменном потоке, который создавался плазменным инжектором в вакуумной камере. Перемещение образцов в плазменном потоке позволяло изменять концентрацию плазмы вблизи поверхности образцов и находить оптимальные условия для возбуждения микроплазменных разрядов на их поверхности.

В экспериментах использовались образцы из стали 45 с содержанием углерода 0.42–0.49 %. Шлифованные образцы из стали 45 с шероховатостью

около 1 мкм имели форму параллелепипеда 4×4×12 мм. Всего было изготовлено и исследовано 12 образцов.

14.3 Методы исследований

В ходе экспериментов измерение параметров плазменного потока проводилось с помощью ленгмюровских зондов, подключенных к диагностическому блоку. Диагностический блок позволял проводить измерения температуры, концентрации, электрического потенциала и вольтамперных характеристик плазмы.

Образцы из стали 45 подвергались микроплазменной обработке в одном из двух режимов: режим 1 – электрическое напряжение на образце “– 400 В”, стартовый электрический ток микроплазменного разряда $i=200$ А, спад тока экспоненциальный с постоянной спада 1 мс, полная длительность микроплазменного разряда 4 мс, количество импульсов плазмы $N=120$. Режим 2 – напряжение на образце “– 400 В”, стартовый ток микроплазменного разряда $i=200$ А, спад тока экспоненциальный с постоянной спада 1 мс, полная длительность микроплазменного разряда 4 мс, количество импульсов плазмы $N=450$.

В отличие от ранее исследованных нами образцов из никелево–хромистого (Ni–Cr) и кобальтово–хромистого (Co–Cr) сплавов, которые подвергались термическому отжигу в воздухе с целью создания диэлектрической оксидной пленки на поверхности сплавов [3, 4], образцы из стали 45 не подвергались предварительной термической обработке, следовательно, на их поверхности не формировалась специальным образом диэлектрическая окисная пленка.

Микротвердость образцов измерялась на приборе ПМТ–3 (ГОСТ 9450–60) при нагрузках на индентор 200, 100, 50 и 20 г (время выдержки 15 с). При каждой нагрузке проводилось 7–10 измерений диагонали отпечатков индентора, нанесенных на одну из граней каждого образца. По значениям

диагонали отпечатков оценивали их глубину и величину микротвердости образцов.

Микрорельеф поверхности образцов регистрировался на профилографе–профилометре (модель 201). Запись профилограмм производилась при вертикальном увеличении $\times 2000$ и горизонтальном увеличении $\times 200$. С помощью профилограмм измерялись максимальные значения высоты микрорельефа H_{\max} и оценивались величины механического износа образцов при триботехнических испытаниях.

Для изучения микроструктуры приповерхностного слоя металлических образцов был использован метод скользящего пучка рентгеновских лучей [5]. Этот метод позволяет исследовать зоны деформации в сильно модифицированном приповерхностном слое образцов, обработанных микроплазменными разрядами. Зондирующий пучок рентгеновских лучей формируется в рентгеновской трубке с линейчатым фокусом. Пройдя систему специально сконструированного коллимационного устройства, пучок рентгеновского излучения под строго фиксированными малыми углами падает на поверхность исследуемого образца. Отраженные от поверхности лучи регистрируются фотографическим методом на фотопленку. Основной особенностью метода является использование узкого, почти параллельного пучка лучей. Это дает возможность проводить исследования при малых углах наклона зондирующего пучка лучей к исследуемой поверхности образца и изучать деформации микроструктуры в тонких приповерхностных слоях материала образцов при максимальной глубине исследуемого слоя, изменяющейся в интервале значений от десятых долей микрометра до десятков микрометров.

Триботехнические испытания исследуемых образцов проводились в лабораторных условиях на восьмипозиционной машине трения с возвратно–поступательным движением сопряженных образцов [5, 6]. Средняя скорость относительного скольжения образцов 0.19 м/с. Максимальная нагрузка на образцы составляла 1250 Н. В качестве смазочного материала

применялся солидол. Образец из испытуемого материала устанавливался на машине трения неподвижно, к нему прикладывалась нагрузка, и относительно него реверсивно передвигался контробразец. Контробразец из стали 20 после цементации и последующих процессов термической закалки и отпуска до твердости HRC 60 имел форму параллелепипеда 8×25×80 мм. Перед испытаниями обеспечивалось полное прилегание рабочей поверхности образца к поверхности контробразца.

Для определения сравнительной износостойкости и антифрикционности материалов пары трения (образец из стали 45 — контробразец из стали 20) испытания проводили при ступенчато повышаемых давлениях 0.2; 0.5; 1; 1.5; 2; 2.5; 3; 4; 5; 6; 7 МПа и т. д.: в течение 1 часа при каждом из указанных значений давления до достижения предельно допустимых значений, при которых происходили задир пары, “катастрофический” износ и резкое увеличение силы трения. Эти процессы наблюдаются при полном износе упрочненного микрорельефа, сформированного в результате микроплазменной обработки образцов.

Для каждого образца были проведены испытания на машине трения (при ступенчато повышаемых давлениях на образец). При этом определялись значения износа образца и силы трения между поверхностями образца и контробразца. Перед каждым новым испытанием проводилось смазывание рабочей поверхности образца солидолом. После окончания всего цикла испытаний образец вынимался из держателя машины трения, промывался в бензине и просушивался. Затем с помощью профилографа–профилометра производилась регистрация профилограммы рабочей поверхности образца.

Измерения силы трения производились при помощи тензометрической системы, состоящей из упругой балки с укрепленными на ней тензометрическими датчиками, усилителя ТОПАЗ-4, цифрового микровольтметра Щ-1314. По значениям силы трения определялись значения коэффициента трения.

14.4 Экспериментальные результаты исследований образцов из стали 45

В результате высоковольтного пробоя диэлектрика (полиметилметакрилат) на выходе плазменного инжектора формировался импульсный поток водородно–углеродной плазмы, при этом скорость распространения фронта плазмы составляла около $5 \cdot 10^6$ см/с [3]. С помощью зондов Ленгмюра были проведены измерения вольтамперных характеристик плазмы, по которым был проведен расчет концентрации и электронной температуры плазмы. Измерения вольтамперных характеристик плазмы проводились в различных точках камеры, что позволило получить данные о пространственном распределении плазмы. Величина электронной концентрации в центре вакуумной камеры (где размещались исследуемые образцы из стали 45) достигала $5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, электронная температура плазмы в плазменном потоке составляла величину около 10 эВ, характерная длительность спадающего во времени импульсного потока плазмы составляла около 20 мкс.

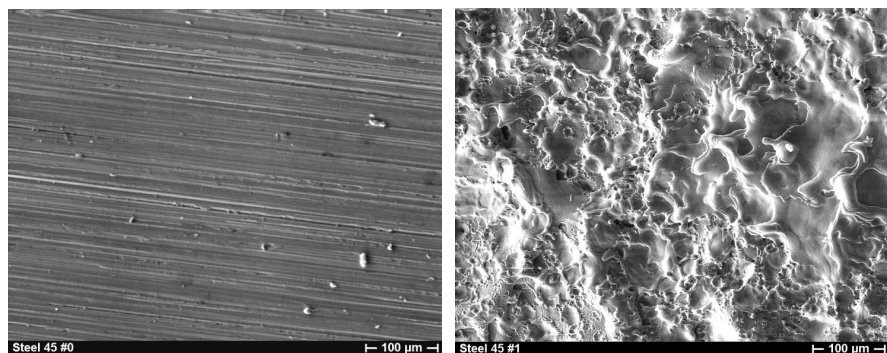
Ранее нами было установлено, что наличие диэлектрической пленки на поверхности металлов существенно облегчает возбуждение микроплазменных разрядов на поверхности образцов [7, 8]. Так как в наших экспериментах предварительная термообработка образцов из стали 45 не применялась и специальная диэлектрическая пленка на их поверхность не наносилась, то возбуждение микроплазменных разрядов на поверхности образцов плазменным потоком с электронной плотностью $5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ было затруднено. Это проявлялось в том, что возбуждение микроплазменных разрядов на поверхности образцов потоком внешней импульсной плазмы (который создавался инжектором при количестве импульсов $N=120$ или $N=450$), происходило с вероятностью около 10 %. Таким образом, количество первичных микроплазменных разрядов, инициируемых на поверхности образцов, приблизительно составляло величину 12 или 45 импульсов, соответственно.

Делитель напряжения, встроенный в блок питания микроплазменных разрядов, позволял измерять падение напряжения на металлическом образце в течение импульса. Напряжение на образце на стадии протекания электрического тока составляла величину 50 В, которая в 3 раза превышает стандартное значение падения напряжения в разряде вакуумной дуги (15–20 В) [9].

При взаимодействии импульсного потока плазмы из инжектора с металлическими образцами на их поверхности возбуждались микроплазменные разряды [2–4, 7, 8]. Вследствие интенсивного локального плавления металла в течение времени развития микроплазменных разрядов, а затем (после окончания их воздействия) вследствие быстрого остывания расплавленных областей металла (из-за высокой теплопроводности и быстрого отвода тепла от поверхности вглубь объема металла), в локальных приповерхностных областях исследуемых образцов наблюдалось образование как одиночных микрократеров, так и их скоплений. В результате многократно повторяющихся циклических процессов быстрого плавления и остывания локальных участков приповерхностного слоя образцов, при $N=120$ или $N=450$ импульсов плазмы из инжектора на поверхности образцов формировался сплошной переплавленный слой, имеющий развитую структуру поверхностного микрорельефа. Микрофотография исходной поверхности образца из стали 45 представлена на рис. 14.1 а, а микрофотография образца после микроплазменного упрочнения дана на рис. 14.1 б.

Исходные образцы из стали 45 имели слабо выраженный микрорельеф, возникающий в результате предварительной механической обработки образцов (фрезерование и шлифование). Измеренная на профилографе-профилометре высота микрорельефа образцов поперек направления шлифования составляла величину $H_{\max}=1-2$ мкм. Микротвердость материала исходных образцов в зависимости от глубины залегания приповерхностного слоя монотонно возрастала с увеличением толщины исследуемого слоя: от значения 160 кгс/мм^2 на глубине 2 мкм до значения 330 кгс/мм^2 на глубине

7 мкм (рис. 14.2, кривая 1). Такая зависимость микротвердости исходных образцов от глубины залегания слоя является результатом механической обработки.



а)

б)

Рис. 14.1 Микрофотографии поверхности образца из стали 45: а) в исходном состоянии, б) в результате микроплазменного упрочнения.

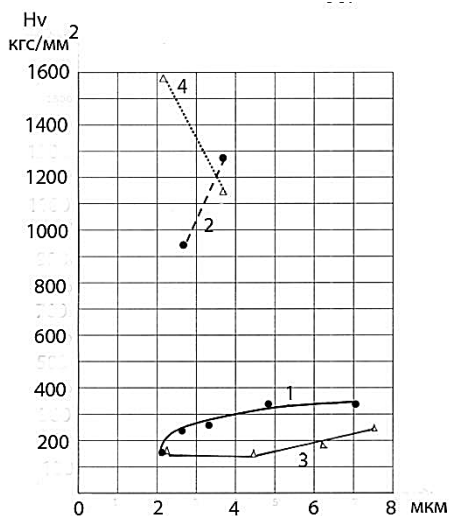


Рис. 14.2 Изменение микротвердости H_v по глубине образцов из стали 45: 1 – в исходном состоянии; 2 – после микроплазменного упрочнения при $N=120$, $H_{\max}=4$ мкм; 3 – после микроплазменного упрочнения при $N=120$, $H_{\max}=18$ мкм; 4 – после микроплазменного упрочнения при $N=450$, $H_{\max}=15-27$ мкм. По оси абсцисс отложено расстояние от поверхности вглубь объема образцов.

В результате микроплазменного упрочнения образцов из стали 45 в режиме 1 ($N=120$) наблюдались случаи, когда различные грани одного и того же образца сильно отличались друг от друга по характеристикам микрорельефа. При этом поверхности граней с грубой шероховатостью $H_{\max}=18$ мкм характеризуются повышением микротвердости в 4 раза на глубине 3,5 мкм (рис. 14.2, кривая 2) по сравнению с исходным состоянием (рис. 14.2, кривая 1). Для граней с грубой шероховатостью характерен также заметный разброс значений микротвердости по глубине слоя и по поверхности образцов. Грани с малой шероховатостью $H_{\max}=4$ мкм обладают пониженной микротвердостью (в слоях толщиной более 2 мкм) даже по сравнению с исходным состоянием (рис. 14.2, кривая 3). При этом разброс значений микротвердости для граней с малой шероховатостью невелик.

В результате микроплазменного упрочнения образцов из стали 45 в режиме 2 ($N=450$) все грани одного и того же образца имели грубую шероховатость с максимальной высотой микрорельефа $H_{\max}=15-27$ мкм. В результате проведенных исследований установлено (рис. 14.2, кривая 4), что на глубине 3,5 мкм (в пределах разброса, характерного для измерения микротвердости поликристаллических твердых тел) упрочнение образцов при $N=450$ аналогично эффекту максимального упрочнения граней при $N=120$. После микроплазменной обработки при $N=450$ приповерхностные слои образцов на глубине ≈ 2 мкм оказываются упрочненными в еще большей степени, чем на глубине 3,5 мкм, причем это упрочнение примерно в 2 раза превышает максимальное упрочнение образцов, обработанных плазмой при $N=120$. Кроме того, эффект упрочнения образцов, обработанных плазмой при $N=450$, характеризуется значительным повышением микротвердости по отношению к исходному состоянию: на глубине 2 мкм микротвердость увеличивается в 9-10 раз, а на глубине 3,5 мкм – в 4 раза.

В результате рентгеноструктурного анализа установлено, что после микроплазменного упрочнения образцов из стали 45 в режиме 1 ($N=120$) в их приповерхностном слое происходит фазовое превращение $\alpha \rightarrow \gamma$. Структура приповерхностного слоя образцов в исходном состоянии состоит, в основном, из α -твердого раствора, а после микроплазменной обработки образцов – из суммы ($\alpha+\gamma$) двух фаз. При этом приповерхностный слой образцов с грубой шероховатостью и высокой микротвердостью характеризуется большим содержанием γ -фазы (аустенита) по сравнению с образцами, имеющими малую шероховатость обработанной поверхности и низкую микротвердость.

Сравнивая микрофотометрические кривые рентгенограмм (схемы распределения интенсивности интерференционных линий (211)) образцов из стали 45, можно заключить, что микроплазменная обработка образцов в режиме 2 ($N=450$) приводит к увеличению физического уширения рентгеновских линий по сравнению не только с исходным состоянием, но и с образцами, упрочненными в режиме 1 ($N=120$). Это уширение рентгеновских линий, связано с двумя основными явлениями: измельчением блоков мозаики и увеличением микродеформаций кристаллической решетки. Оба эти явления приводят к увеличению плотности дефектов строения (в частности, дислокаций), что и определяет упрочняющий эффект в результате микроплазменной обработки образцов.

Важно отметить, что структура приповерхностного слоя образцов, упрочненных микроплазменными разрядами в режиме 2 ($N=450$), содержит очень малое количество γ -фазы (на рентгенограммах регистрируются только следы линий этой фазы) в отличие от образцов, обработанных микроплазменными разрядами в режиме 1 ($N=120$), когда количество γ -фазы велико и зависит от шероховатости поверхности. В итоге, образцы из стали 45 с разным структурным состоянием приповерхностного слоя характеризуются различными механическими свойствами, изменение которых трудно объяснить в виде простых зависимостей от фазового состояния сплава.

Результаты триботехнических испытаний образцов из стали 45 как в исходном состоянии, так и после микроплазменной обработки при $N=120$ и $N=450$ импульсов приведены на рис. 14.3, а, б, в виде графиков зависимостей (а) I – интенсивности изнашивания и (б) f – коэффициента трения от прикладываемого к образцам давления. Из представленных данных видно, что в результате микроплазменной обработки при $N=450$ триботехнические характеристики приповерхностного слоя образцов существенно улучшаются. Так, пара трения проработала до давления 25 МПа, максимально возможного для машины трения, причем интенсивность изнашивания слоя, обработанного плазмой в режиме 2 ($N=450$), оказалась в 1.5 раза меньше интенсивности изнашивания слоя, обработанного плазмой в режиме 1 ($N=120$). Кроме того, было установлено, что измеренные коэффициенты трения приповерхностного слоя образцов практически одинаковы для обоих режимов микроплазменной обработки.

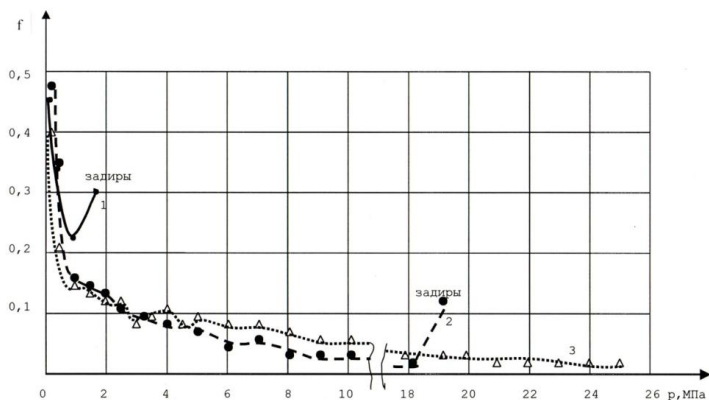


Рис. 14.3 Зависимости а) I – интенсивности изнашивания, (б) f – коэффициента трения от прикладываемого давления к образцам из стали 45: 1 – в исходном состоянии; 2 – после микроплазменного упрочнения при $N=120$; 3 – в результате микроплазменного упрочнения при $N=450$.

Важно подчеркнуть, что в процессе триботехнических испытаний приповерхностный слой образцов, упрочненных микроплазменными разрядами в режиме 2 ($N=450$), изнашивался только наполовину. Более того, характер

изменения триботехнических характеристик образцов (I, f) позволяет предположить, что пара трения будет работоспособной даже при давлениях, превышающих 25 МПа. Для сравнения укажем, что предельно допустимое давление для образцов, обработанных микроплазменными разрядами в режиме 1 ($N=120$), характеризуется значением 18 МПа.

В результате микроплазменной обработки образцов из стали 45 в режиме 2 ($N=450$) величина предельно допустимого давления превышает в 2 раза аналогичную величину для образцов, прошедших процесс стандартного объемного термического закаливания до твердости HRC40–45 (по данным, полученным нами ранее [5, 6]). При этом, интенсивность изнашивания приповерхностного слоя образцов, упрочненных микроплазменными разрядами, практически совпадает с аналогичной величиной для образцов из стали 45, подвергнутых процессу объемного закаливания.

Апробация микроплазменного метода упрочнения металлических образцов была проведена на различных стальных деталях автобусов “Икарус–280” [10]. При проведении планового или экстренного ремонта автобусов на них устанавливались комплекты стальных деталей (упрочненных микроплазменными разрядами), после чего проводилось наблюдение за их состоянием в процессе эксплуатации, определялся срок их службы по сравнению со стандартными деталями. Результаты испытаний представлены в таблице 14.1. Анализ представленных в таблице данных показывает, что пробеги автобусов, оснащенных комплектами деталей после упрочнения микроплазменными разрядами, существенно возрастают.

Таблица 14.1 Сравнительные характеристики стандартных и упрочненных микроплазменными разрядами стальных деталей автобусов [1]

№	Наименование и размеры деталей в мм; затраты электроэнергии в кВт×часах при упрочнении микроплазменными разрядами	Пробеги в тыс. км автобусов со стандартными (А) и упрочненными микроплазменными разрядами (Б) деталями, и коэффициенты увеличения ресурса в % (В)		
		А	Б	В
1	Вал маятниковый малый: Ø35 мм, l=182 мм, 31 кВт×час	150	242	161
2	Коленчатый вал воздушного компрессора: Ø29 мм, l=254 мм, 10 кВт×час	100	242	242
3	Пластины роторной пары рулевого колеса: 22×9×2 мм, 2 кВт×час	150	242	161
4	Крестовина карданного вала: Ø34,5 × Ø29 мм, 50 кВт×час	100	118	118
5	Комплект из 6 вилок корзины сцепления: 53×22×20 мм; 12 кВт×час	100	211	211

14.5 Заключение

В результате экспериментальных исследований установлено, что при взаимодействии импульсного потока плазмы с металлическими образцами из стали 45 на их поверхности возбуждались микроплазменные разряды.

В местах локализации этих разрядов происходило плавление приповерхностного слоя металла. При движении микроплазменных разрядов по поверхности образцов, в результате многократного повторения процессов локального плавления и остывания приповерхностного слоя металла на поверхности образцов формировался сплошной переплавленный слой с измененным структурно–фазовым состоянием. При этом поверхность образцов имеет развитую структуру микрорельефа (шероховатость) с высотой микровыступов в интервале значений 4–27 мкм. Установлено, что при некоторых режимах микроплазменной обработки образцов наблюдается

увеличение микротвердости их приповерхностного слоя в 4–10 раз по сравнению с образцами в исходном состоянии.

Установлено, что микроплазменная обработка образцов приводит к существенному увеличению стойкости их приповерхностного слоя к изнашиванию при трении и практически совпадает с аналогичной величиной для образцов из стали 45, подвергнутых процессу объемного термического закаливания до твердости HRC 40–45.

Обнаружено существенное увеличение значений предельно допустимых давлений на образцы из стали 45. Для образцов, обработанных микроплазменными разрядами, величины предельно допустимых давлений превышают до 5 раз соответствующие значения предельных давлений для образцов в исходном состоянии и в 2 раза – аналогичную величину для образцов, прошедших процесс стандартного объемного термического закаливания до твердости HRC 40–45.

Показано, что микроплазменная обработка приводит к значительному повышению срока службы деталей автомобильного транспорта.

Литература к разделу 14

1. Атаманов М.В., Васильев В.И., Зайцев В.В., Иванов В.А., Карузин О.Н., Плешивцев Н.В., Прохоров В.Н., Чашин Н.Е. Новые технологии повышения прочности деталей машин. Автомобильный транспорт, 1995. № 7. С. 31–33.
2. В.А. Иванов. Возбуждение и воздействие микроплазменных разрядов на металлы и сплавы в плазме сверхвысокочастотного факела. Прикладная физика, 2001. № 2. С. 5–39.
3. Иванов В.А., Коньжев М.Е., Спиринов А.М., Дорофеев А.А., Камолова Т.И., Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Залавутдинов Р.Х. Формирование прочного микрорельефа на поверхности Ni–Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2006. № 6. С. 97–107.
4. Иванов В.А., Коньжев М.Е., Спиринов А.М., Дорофеев А.А., Камолова Т.И., Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Залавутдинов Р.Х. Формирование прочного

микрорельефа на поверхности Co–Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2007. № 6. С. 60–70.

5. Рыбакова Л.М., Куксенова Л.И. Структура и износостойкость металла. М.: Машиностроение, 1982. 212 с.

6. Методы испытаний на трение и износ. Справ. изд. Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.Г. Колмаков, Л.М. Рыбакова. М.: Интермет Инжиниринг, 2001. 152 с.

7. Иванов В.А., Кобышев М.Е., Сахаров А.С. Возбуждение микроплазменных разрядов на металлах с диэлектрической пленкой. Прикладная физика, 2006. № 6. С. 114–121.

8. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Кобышев. Иницирование микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность металла. Физика плазмы, 2008. Том 34, № 2, С. 171–184.

9. Вакуумные дуги. (Под ред. Дж. Лафферти). М.: Мир, 1982. 432 с.

10. Иванов В.А., Плешивцев Н.В., Прохоров В.Н., Чачин Н.Е. Упрочнение поверхности деталей автобусов обработкой плазмой СВЧ разряда. Материалы IV Всероссийской конференции по модификации свойств конструкционных материалов пучками заряженных частиц. Томск, 1996. С.407–409.

Раздел 15. Воздействие микроплазменных разрядов на поверхность алюминия

В данном разделе представлены экспериментальные исследования возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности образцов из алюминиевого сплава В95, помещенных в однородный импульсный поток плазмы. В результате сильного локализованного взаимодействия микроплазменных разрядов с алюминием в его приповерхностном слое происходят процессы плавления и быстрого последующего остывания металла в локализованных областях микронного размера. В результате такого многократного воздействия микроплазменных разрядов на поверхности алюминия формируется сплошной переплавленный слой толщиной до 15 мкм, который характеризуется сильно измененными физическими, структурными и триботехническими свойствами металла.

15.1 Введение

В настоящее время для промышленной обработки металлических изделий различного назначения используются лучевые, пучковые, термомеханические и плазменные методы. Наиболее общими требованиями к современным методам обработки металлов являются:

- универсальность, эффективность и относительная простота метода,
- высокая технологичность метода с учетом экономических затрат на создание и обслуживание современных промышленных установок,
- перспективность метода с точки зрения возможности создания новых и улучшения имеющихся механических, физических, химических и триботехнических свойств обрабатываемых металлических изделий (твердость, износостойкость, коррозионная стойкость и др.).

Такие источники концентрированной энергии, как лазеры, пучки электронов или ионов можно эффективно применять лишь для отдельных видов обработки металлических изделий с простыми геометрическими

формами типа плоскости или цилиндра. В противоположность этому, в [1] предложен универсальный плазменный метод обработки металлов и сплавов, основанный на новых принципах возбуждения импульсных микроплазменных разрядов, способных упрочнять металлические изделия со сложной формой поверхности.

В [2–7] изложены результаты исследований влияния микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из Ni–Cr, Co–Cr сплавов, стали 45 и титана. Результаты, представленные в настоящей работе, являются продолжением исследований универсального плазменного метода обработки изделий из металлов и сплавов, основанного на новых принципах возбуждения импульсных микроплазменных разрядов, способных упрочнять металлические изделия со сложной формой поверхности.

В данной работе метод микроплазменной обработки использовался для эффективной модификации поверхности образцов из алюминиевого сплава В95, широко применяемого в машиностроении.

Основные цели работы состояли в следующем:

- исследовать возможность применения микроплазменного метода для формирования прочного микрорельефа на поверхности алюминиевого сплава;
- измерить пороговые значения параметров плазмы, которые определяют устойчивое возбуждение импульсных микроплазменных разрядов на поверхности алюминиевого сплава;
- оценить микрогеометрические, металлофизические и триботехнические характеристики приповерхностного слоя алюминиевых образцов, обработанных микроплазменными разрядами.

15.2 Экспериментальные установки и методы исследований

Возбуждение импульсных микроплазменных разрядов на поверхности металлов и измерение характеристик плазмы проводились в ИОФ РАН на установке “Сфера” [2–7]. Изучение микрогеометрических, металлофизических и триботехнических свойств поверхности металлических образцов,

обработанных микроплазменными разрядами, выполнялись на специализированных стендах с помощью аппаратуры и методов, разработанных в ИМАШ РАН [8, 9].

Экспериментальная установка “Сфера” (рис. 15.1) предназначена для возбуждения и поддержания импульсных микроплазменных разрядов на поверхности образцов из металлов и сплавов. Установка состоит из сферической вакуумной камеры диаметром 50 см, оборудованной плазменным инжектором, системой обеспечения вакуумных условий (форвакуумный насос, вакуумная магистраль, вакуумметр и другие необходимые устройства), системой крепления и перемещения металлических образцов, системой диагностики плазменных и электрических параметров разрядов. Остаточное давление воздуха в вакуумной камере не превышало значения 0.05 Тор.



Рис. 15.1 Внешний вид установки “Сфера”.

Плазменный инжектор коаксиального типа с водяным охлаждением создавал импульсный поток плазмы в результате импульсного высоковольтного

электрического разряда (амплитуда импульсного электрического напряжения 7 кВ, амплитуда импульсного электрического тока 1.5 кА, длительность знакопеременного импульса 15 мкс), возникающего на поверхности диэлектрика. В качестве плазмообразующего диэлектрического материала в инжекторе использовался полиметилметакрилат, при этом основным ионным компонентом плазмы являлись ионы водорода (90-80%) и ионы углерода (10-20%), а доля более тяжелых ионов составляла менее 1%. При взаимодействии плазменного потока с металлическим образцом на поверхности образца возникали и развивались многочисленные микроплазменные разряды, суммарная длительность которых составляла 18 мс.

В экспериментах использовались образцы из высокопрочного алюминиевого сплава В95 состава: Zn – 5-7%, Mg – 1.8-2.8%, Cu – 1.4-2%, Cr – 0.1-0.25%, остальное Al. Исходные образцы имели форму параллелепипеда $4 \times 4 \times 12$ мм³ и подвергались предварительной механической обработке (фрезерование и шлифование), в результате чего шероховатость поверхности исходных образцов составляла величину 1-3 мкм.

Исходные образцы из алюминиевого сплава В95 подвергались микроплазменной обработке в двух режимах: режим 1 – электрическое напряжение на образце “–400 В”, амплитуда стартового электрического тока микроплазменного разряда $i=200$ А, характерное время экспоненциального спада тока разряда 4 мс, количество импульсов плазмы $N=120$; режим 2 отличался от режима 1 намного бóльшим количеством импульсов плазмы, которое составляло $N=450$.

В отличие от ранее исследованных нами образцов из никелехромового (Ni–Cr) и кобальтохромового (Co–Cr) сплавов, которые подвергались термическому отжигу в воздухе с целью создания диэлектрической оксидной пленки на их поверхности и снижения порога возбуждения микроплазменных разрядов [3, 5], образцы из сплава В95 не подвергались предварительной термической обработке. Следовательно, на поверхности сплава В95 не формировалась специальным образом диэлектрическая оксидная пленка.

В ходе экспериментов измерения параметров плазмы проводились с помощью системы одно-, двух- и трехэлектродного ленгмюровских зондов [10], подключенных к диагностическому блоку. Диагностический блок при подключении зондовой системы позволял проводить измерения температуры, концентрации, электрического потенциала и вольтамперных характеристик плазмы. Зонды Ленгмюра, установленные на вакуумном манипуляторе, могли перемещаться внутри вакуумной камеры.

Микротвердость образцов измерялась на приборе ПМТ-3 (ГОСТ 9450-60) при нагрузках на индентор 200, 100, 50 и 10 г (время выдержки 15 с). При каждом значении нагрузки на одну из граней каждого образца наносились 7-10 отпечатков индентора. По значениям диагонали отпечатков оценивалась глубина зондирования и микротвердость поверхностного слоя образцов.

Микрорельеф поверхности образцов оценивался с помощью профилографа–профилометра (модель 201). Регистрация профилограмм производилась при вертикальном увеличении 2000 и горизонтальном увеличении 200. В результате обработки полученных профилограмм рассчитывались значения величины H_{\max} (средняя высота микровыступов относительно средней линии профиля микрорельефа) как для исходных образцов, так и для образцов, обработанных микроплазменными разрядами. Аналогичные измерения величины H_{\max} многократно проводились в процессе триботехнических испытаний образцов.

Для изучения микроструктуры приповерхностного слоя металлических образцов был использован метод скользящего пучка рентгеновских лучей [8]. Данный метод дает возможность проводить исследования при разных углах наклона зондирующего пучка лучей к исследуемой поверхности образца и изучать изменения микроструктуры в тонких приповерхностных слоях материала образцов при глубине исследуемого слоя, изменяющейся в интервале значений от 1 микрометра до десятков микрометров.

Триботехнические испытания исследуемых образцов проводились в лабораторных условиях на восьмипозиционной машине трения с возвратно-

поступательным движением сопряженных образцов [9]. Средняя скорость относительного скольжения образцов 0.19 м/с. Максимальная нагрузка на образцы составляла 1250 Н. В качестве смазочного материала использовался солидол. Образец из исследуемого сплава В95 устанавливался на машине трения неподвижно, а относительно него реверсивно передвигался контробразец под давлением. Этот контробразец был изготовлен из стали 20, подвергнутой цементации, последующей термической закалке и отпуску до твердости HRC60. Перед испытаниями обеспечивалось полное прилегание рабочей поверхности образца к поверхности контробразца.

Для определения сравнительной износостойкости и антифрикционности материалов пары трения образец-контробразец испытания проводились при ступенчато повышаемых давлениях 0.2; 0.5; 1; 1.5; 2; 2.5; 3; 3.5; 4; 4.5; 5; 6; 7 МПа и т.д.: в течение 30 минут при каждом из давлений до достижения предельно допустимых значений, при которых происходили задир пары, “катастрофический” износ и резкое увеличение силы трения. Перед каждым новым испытанием проводилось смазывание рабочих поверхностей образцов солидолом. После окончания каждого цикла испытаний образец вынимали из держателя машины трения, промывали в бензине и просушивали. Затем с помощью профилографа–профилометра производили регистрацию профилограммы рабочей поверхности образца.

Кроме того, в процессе испытаний на машине трения (при ступенчато повышаемых давлениях на образец), были проведены измерения значений силы трения между поверхностями образца и контробразца, по которым определялись коэффициенты трения.

15.3 Экспериментальные результаты

Характеристики импульсного потока водородно-углеродной плазмы при обработке образцов из алюминиевого сплава аналогичны характеристикам плазмы при микроплазменной обработке Ni–Cr и Co–Cr сплавов [2-4], стали 45 [6] и титана [7]: скорость распространения фронта плазмы – $5 \cdot 10^6$ см/с;

длительность спадающего во времени импульсного потока плазмы – 20 мкс; электронная температура плазмы в плазменном потоке – 10 эВ; максимальное значение плотности плазмы в зоне размещения образцов – $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$; величина падения напряжения на образце на стадии протекания электрического тока – 50 В, средняя скорость микроплазменной обработки поверхности образцов – $0.2 \text{ см}^2/\text{импульс}$.

Известно [3, 5], что наличие диэлектрической пленки на поверхности металла существенно облегчает возбуждение микроплазменных разрядов на поверхности образцов, облучаемых потоком плазмы. Хотя в наших экспериментах специальной диэлектрической пленки на поверхность образцов из алюминиевого сплава В95 не наносилось, тем не менее, тонкая оксидная пленка (толщиной 10-100 нм) всегда присутствовала на поверхности образцов в результате процессов окисления в воздушной атмосфере даже при низком остаточном давлении в вакуумной камере установки “Сфера”. При взаимодействии потока внешней плазмы с металлическими образцами, покрытыми тонкой диэлектрической пленкой, на ее поверхности происходило накопление электрического заряда. При этом внешняя поверхность пленки заряжалась до плавающего потенциала плазмы (≈ 0 В относительно стенок вакуумной камеры), а внутренняя поверхность пленки оставалась при потенциале образца (“–400 В”). Таким образом, в тонкой диэлектрической пленке возникало сильное электрическое поле, которое превышало критическое значение для электрического пробоя в объеме этой пленки ($> 1 \text{ МВ/см}$). В результате электрического пробоя пленки на поверхности металлических образцов возникали и развивались микроплазменные разряды.

Алюминиевые образцы облучались плазменным потоком с плотностью плазмы $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При этом возбуждение локальных микроплазменных разрядов на поверхности образцов в потоке внешней импульсной плазмы при количестве импульсов $N=120$ или $N=450$ происходило с вероятностью около 10%, то есть, количество первичных микроплазменных разрядов,

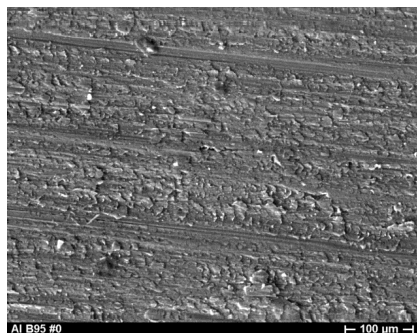
инициируемых на поверхности образцов, составляло величину 12 или 45 импульсов, соответственно.

В результате развития микроплазменных разрядов на поверхности образцов возникали катодные пятна, плотность плазмы в которых достигала величины $(10^{19}-10^{20}) \text{ см}^{-3}$ [11]. Эта плотная локализованная плазма быстро движущихся катодных пятен [12] вызывала на поверхности алюминиевых образцов интенсивное плавление локальных областей металла и их быстрое остывание вследствие высокой теплопроводности и быстрого отвода тепла от поверхности вглубь объема металла. После окончания воздействия плотной плазмы катодных пятен в локальных областях на поверхности образцов наблюдалось образование как одиночных микрократеров, так и их скоплений.

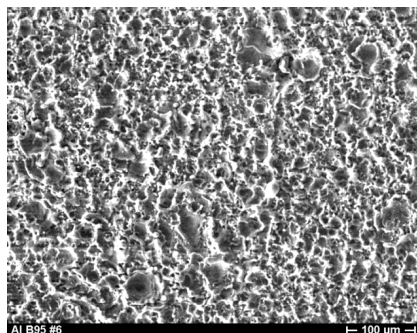
В результате многократно повторяющихся циклических процессов быстрого плавления и затвердевания локальных областей приповерхностного слоя образцов в режимах 1 ($N=120$) или 2 ($N=450$) на поверхности алюминиевого сплава В95 формировался сплошной переплавленный слой, имеющий развитую структуру поверхностного микрорельефа, рис. 15.2.

После микроплазменного упрочнения образцов из алюминиевого сплава В95 в режиме 1 ($N=120$) различные грани одного и того же образца отличались друг от друга по характеристикам микрорельефа в 3.5 раза ($H_{\max}=4.5$ мкм и $H_{\max}=16$ мкм). После микроплазменного упрочнения образцов в режиме 2 ($N=450$) все грани имели грубую шероховатость с максимальной высотой микрорельефа $H_{\max}=18$ мкм.

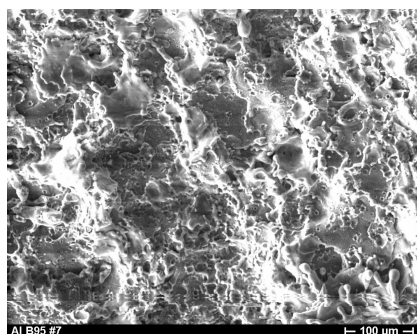
На основе измерений обнаружено, что для исходных алюминиевых образцов микротвердость их приповерхностного слоя (сформировавшегося в результате предварительной механической обработки) существенно изменяется, снижаясь с приближением к свободной поверхности (рис. 15.3, кривая 1): на расстоянии от поверхности 12 мкм значение $H_V=110 \text{ кгс/мм}^2$, на расстоянии от поверхности 7 мкм значение $H_V=80 \text{ кгс/мм}^2$, а на глубине 4 мкм величина $H_V=40 \text{ кгс/мм}^2$.



а)



б)



в)

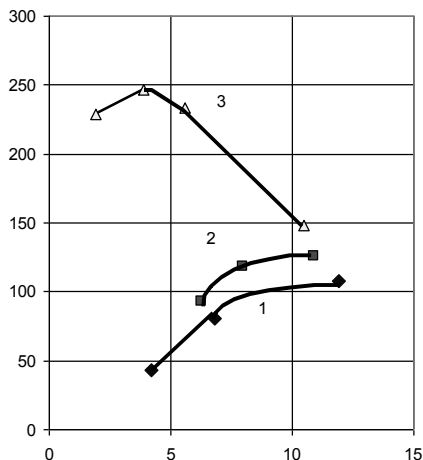
Рис. 15.2 Микрофотографии поверхности образцов из алюминиевого сплава В95: а) в исходном состоянии, б) в результате микроплазменной обработки в режиме 1 ($N=120$), в) в результате микроплазменной обработки в режиме 2 ($N=450$).

В результате обработки алюминиевых образцов микроплазменными разрядами в режиме 1 ($N=120$) микротвердость граней с малой шероховатостью ($H_{\max}=4.5$ мкм) практически не отличается от микротвердости образцов в исходном состоянии. Микротвердость граней с грубой шероховатостью ($H_{\max}=16$ мкм) заметно превышает микротвердость поверхности исходного образца. При этом величина микротвердости уменьшается с приближением к свободной поверхности (рис. 15.3, кривая 2) аналогично характеру изменения микротвердости для граней с малой шероховатостью ($H_{\max}=4.5$ мкм).

Обработка алюминиевых образцов микроплазменными разрядами в режиме 2 ($N=450$) приводит к значительному повышению величины микротвердости приповерхностного слоя металла на глубине от 2 мкм до 12 мкм (рис. 15.3, кривая 3). При этом микроплазменное упрочнение образцов по

отношению к их исходному состоянию (рис.15.3, кривая 1) характеризуется увеличением их микротвердости более чем в 5 раз на глубине 4 мкм и в 1.5 раза на глубине 10 мкм.

H_V , кгс/мм²



Глубина индентирования, мкм

Рис. 15.3 Изменение микротвердости H_V по глубине образцов из алюминиевого сплава В95: 1 – в исходном состоянии; 2 – в результате микроплазменного упрочнения в режиме 1 ($N=120$), $H_{max}=16$ мкм; 3 – в результате микроплазменного упрочнения в режиме 2 ($N=450$), $H_{max}=18$ мкм.

Микроплазменное упрочнение образцов в режиме 2 ($N=450$) по сравнению с упрочнением в режиме 1 ($N=120$) характеризуется увеличением их микротвердости в 2.5 раза для слоев толщиной 6 мкм и в 1.2 раза для слоев толщиной 10 мкм. Следует заметить, что для образцов, обработанных в режиме 2 ($N=450$), наблюдалось образование микротрещин в процессе измерения микротвердости при внедрении измерительного индентора в приповерхностный слой образцов, обработанных микроплазменными разрядами. При этом множественные микротрещины распространялись от вершины отпечатка индентора к периферии, что указывает на повышенную хрупкость сформированного приповерхностного слоя алюминия при микроплазменной обработке.

Для оценки структурных изменений образцов из алюминиевого сплава В95 после их микроплазменной обработки в различных режимах были проведены рентгеноструктурные исследования приповерхностного слоя образцов при углах наклона $\alpha=20^\circ$, $\alpha=6^\circ$, $\alpha=2^\circ$ первичного пучка рентгеновского излучения по отношению к исследуемой поверхности. Величину угла наклона α выбирали такой, чтобы толщина рентгенографически зондируемого слоя соответствовала глубине проникновения индентора в приповерхностный слой при измерении микротвердости.

Установлено, что приповерхностные слои в исходном состоянии ($\alpha=20^\circ$) имеют выраженную текстуру деформации, наличие которой указывает на изменение размеров и ориентации микрокристаллов вещества. О текстуре деформации сплава В95 в исходном состоянии свидетельствуют текстурные максимумы на интерференционных линиях (111) в объеме образцов. С приближением к поверхности ($\alpha=6^\circ$) текстурные максимумы размываются, указывая на снижение степени текстурирования. В слоях, прилегающих к свободной поверхности ($\alpha=2^\circ$) текстура полностью исчезает. Размытие и исчезновение текстуры связано с предварительной механической обработкой поверхности образцов (фрезерование и шлифование). Влияние текстуры на свойства металлов неоднозначно. В некоторых случаях наличие определенной текстуры можно использовать для повышения технологических или эксплуатационных характеристик металла, в других случаях текстуру требуется устранять специальной обработкой.

Обработка поверхности алюминиевых образцов микроплазменными разрядами в режиме 1 ($N=120$) приводит к тому, что в приповерхностном слое толщиной 10-12мкм, которая соответствует углу скольжения зондирующего рентгеновского пучка $\alpha=20^\circ$, первоначальная текстура деформации (111) значительно размывается. Оценка перераспределения интенсивностей интерференционных линий на рентгенограмме в результате изменения текстуры образцов показало, что текстура приповерхностных слоев ($\alpha=6^\circ$ и $\alpha=2^\circ$) сплава В95 после микроплазменной обработки в режиме 1

характеризуется неоднородностью интенсивностей линий (331) в азимутальном направлении, что свидетельствует о начале создания новой текстуры в плоскостях (331) в отличие от первоначальной текстуры деформации, когда регистрируются максимумы интенсивности только на интерференционных линиях (111).

Обработка алюминиевого сплава микроплазменными разрядами в режиме 2 ($N=450$) и последующий рентгеновский анализ позволили выявить следующие характерные особенности рентгенограмм приповерхностного слоя образцов:

- на линиях интерференции (331) регистрируется четкий текстурный максимум, свидетельствующий о том, что с увеличением количества микроплазменных разрядов выраженная новая текстура формируется полностью;

- другие интерференционные линии рентгенограмм являются точечными на фоне неравномерного распределения интенсивности в азимутальном направлении. Характер рентгенограмм обработанного приповерхностного слоя сплава В95 указывает на наличие процесса динамической рекристаллизации, т. е. процесса образования новых зерен из исходных деформированных зерен основной металлической фазы в процессе микроплазменной обработки.

Судя по рентгенограмме приповерхностного слоя алюминиевого сплава, обработанного в режиме 2 ($N=450$), его структура в целом является разнородной, которая, как известно, не обладает стабильными и высокими механическими свойствами. Можно полагать, что большие скорости нагрева и охлаждения поверхности сплава при большом количестве импульсов воздействия приводят к высоким остаточным напряжениям, обуславливающим растрескивание в зоне индентора в процессе измерения микротвердости приповерхностного слоя образцов.

Результаты триботехнических испытаний образцов из алюминиевого сплава В95 в исходном состоянии и в результате микроплазменного упрочнения в режиме 1 ($N=120$) приведены на графиках зависимостей: а)

I—интенсивности изнашивания, б) f—коэффициента трения от прикладываемого к образцам давления (рис. 15.4, а, б). Из приведенных данных видно, что лучшие триботехнические характеристики сформированного приповерхностного слоя алюминиевых образцов получены в результате микроплазменного упрочнения в режиме 1 ($N=120$).

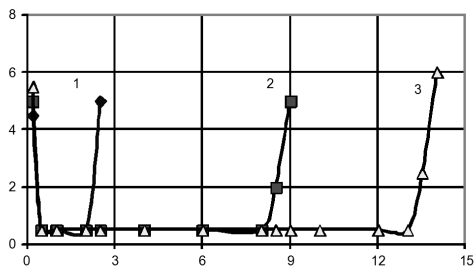
Для всех образцов в начале триботехнических испытаний наблюдается приработочный (притирочный) износ: при самом малом давлении $p=0.2$ МПа интенсивность изнашивания алюминиевых образцов и коэффициент трения имеют относительно большие значения. С помощью профилографирования установлено, что за первые 10 минут процесса истирания при $p=0.2$ МПа средняя высота микрорельефа приповерхностного слоя алюминиевых образцов уменьшается на 30 %, например, от значения $H_{\max}=10$ мкм до $H_{\max}=7$ мкм.

После стадии притирочного износа образца следует стадия слабого истирания его рабочей поверхности, которая характеризуется малыми значениями интенсивности изнашивания и коэффициента трения. Для исходных образцов без микроплазменной обработки наименьшие значения интенсивности изнашивания достигают величины $I=0.56 \cdot 10^{-9}$; для образцов, подвергнутых микроплазменной обработке в режиме 1 ($N=120$), независимо от величины шероховатости поверхности, $I=0.5 \cdot 10^{-9}$, т.е. интенсивности изнашивания этих образцов практически одинаковые. Однако, в результате микроплазменной обработки образцов в режиме 1 ($N=120$), стойкость их приповерхностного слоя к образованию задиры (задиристость) резко возрастает. При истирании поверхности исходных алюминиевых образцов под нагрузкой предельно допустимое давление $p=2.2$ МПа; при $p=2.5$ МПа появляются задиры (рис. 15.4, а, б, кривые 1). В результате микроплазменной обработки алюминиевых образцов их приповерхностный слой с малой шероховатостью $H_{\max}=4.5$ мкм (рис. 15.4, а, б, кривые 2) характеризуется предельно допустимым давлением $p=8$ МПа, а приповерхностный слой с большой шероховатостью $H_{\max}=16$ мкм характеризуется предельно допустимым давлением $p=13$ МПа (рис. 15.4, а, б, кривые 3).

Для образцов, подвергнутых микроплазменной обработке в режиме 1 ($N=120$) обнаружено, что с увеличением шероховатости их поверхности коэффициенты трения, соответствующие предельно допустимым давлениям, в исследуемых парах трения снижаются (рис. 15.4, б). Действительно, для пар с исходными алюминиевыми образцами наименьший коэффициент трения $f_{\min}=0.075$ при $p=2.2$ МПа; (рис. 15.4, б, кривая 1); для пар с алюминиевыми образцами, имеющими $H_{\max}=4.5$ мкм, $f_{\min}=0.07$ при $p=8$ МПа (рис. 15.4, б, кривая 2); для пар с алюминиевыми образцами, имеющими $H_{\max}=16$ мкм, $f_{\min}=0.025$ при $p=13$ МПа (рис. 15.4, б, кривая 3). Таким образом, увеличение шероховатости поверхности алюминиевых образцов в результате микроплазменной обработки в режиме 1 ($N=120$) приводит к уменьшению их коэффициента трения. Это обусловлено тем, что более глубокий микрорельеф приповерхностного слоя образцов намного лучше удерживает смазочный материал, который уменьшает трение и износ приповерхностного слоя образцов даже при увеличении прикладываемых давлений в несколько раз.

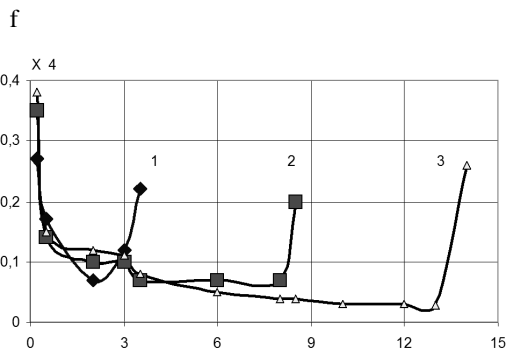
Для алюминиевых образцов, подвергнутых микроплазменной обработке в режиме 2 ($N=450$), наблюдается очень сильный приработочный износ: при самом малом давлении $p=0.2$ МПа интенсивность изнашивания приповерхностного слоя алюминиевых образцов настолько высока, что в течение 8 минут испытаний микрорельеф на поверхности образцов полностью разрушается с образованием задиров, количество которых катастрофически возрастает при повышении давления до $p=0.5$ МПа. При этом коэффициент трения $f=0.4$, а интенсивность изнашивания приповерхностного слоя образцов достигает величины $I=2 \cdot 10^{-7}$, что приблизительно в 350 раз превышает интенсивность изнашивания как исходных образцов, так и образцов, обработанных микроплазменными разрядами в режиме 1 ($N=120$).

$I \cdot 10^9$



p , МПа

а)



p , МПа

б)

Рис. 15.4 Зависимости
а) I – относительной
интенсивности
изнашивания, б) f –
коэффициента трения от
прикладываемого давления
 p к образцам из
алюминиевого сплава В95:
1 – в исходном состоянии;
2 – в результате
микроплазменного
упрочнения в
режиме 1 ($N=120$),
 $H_{\max}=4.5$ мкм; 3 – в
результате
микроплазменного
упрочнения в
режиме 1 ($N=120$), $H_{\max}=16$
мкм.

Анализ полученных результатов указывает на то, что катастрофический износ приповерхностного слоя алюминиевых образцов, обработанных микроплазменными разрядами в режиме 2 ($N=450$), происходит в процессе их триботехнических испытаний в результате лавинообразного отслаивания твердых микрочастиц упрочненного приповерхностного слоя, которые служат абразивом, ускоряющим процессы образования задиры и катастрофического износа образцов. Это также подтверждается тем, что задиры образуются и на поверхности стального контрообразца с твердостью HRC60.

15.4 Заключение

В результате экспериментальных исследований установлено, что в вакууме (остаточное давление воздуха не выше 0.05 Тор) при взаимодействии импульсного потока плазмы (электронная температура плазмы 10 эВ; максимальная плотность плазмы $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) с алюминиевыми образцами на их поверхности возбуждались микроплазменные разряды. В местах локализации этих разрядов происходило плавление приповерхностного слоя металла. В процессе движения микроплазменных разрядов по поверхности образцов, в результате многократного повторения процессов локального плавления и затвердевания металла на поверхности образцов формировался сплошной переплавленный слой, который характеризуется измененными структурно-фазовыми состояниями и имеет развитую структуру микрорельефа (шероховатость) с высотой микровыступов в интервале значений 4.5–18 мкм.

Установлено, что существуют режимы микроплазменной обработки алюминия, при которых происходит значительное улучшение триботехнических свойств его приповерхностного слоя: повышение микротвердости, увеличение износостойкости при трении, повышение предельно допустимых давлений и снижение коэффициента трения.

Для лучших алюминиевых образцов, обработанных микроплазменными разрядами, предельно допустимое давление при трении достигает значения $p=13$ МПа, которое в 5 раз превышает соответствующую величину $p=2.5$ МПа для исходных образцов. И хотя при этом интенсивность износа при трении приповерхностного слоя обработанных алюминиевых образцов уменьшается лишь на 10 %, диапазон рабочих давлений расширяется в 6 раз от интервала (0.2–2) МПа до интервала (0.2–12) МПа. В этом же диапазоне рабочих давлений (0.2–12) МПа коэффициент трения приповерхностного слоя алюминиевых образцов, обработанных микроплазменными разрядами, снижается до значения $f_{\min}=0.024$, которое в 3 раза меньше соответствующей величины $f_{\min}=0.075$ для исходных образцов.

Литература к разделу 15

1. В.А. Иванов. Возбуждение и воздействие микроплазменных разрядов на металлы и сплавы в плазме сверхвысокочастотного факела. Прикладная физика, 2001. № 2. С. 5–39.
2. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.М. Спирин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микро рельефа на поверхности Ni–Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2006. № 6. С. 97–107.
3. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.С. Сахаров. Возбуждение микроплазменных разрядов на металлах с диэлектрической пленкой. Прикладная физика, 2006. № 6. С. 114–121.
4. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.М. Спирин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микро рельефа на поверхности Co–Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2007. № 6. С. 60–70.
5. Иванов В.А., Сахаров А.С., Коныжев М.Е. Иницирование микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность металла. Физика плазмы, 2008. Т. 34. № 2. С. 171–184.
6. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, С.Н. Сатунин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева. Упрочнение приповерхностного слоя образцов из конструкционной стали микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2008. № 6. С. 62–69.
7. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеюк, С.Н. Сатунин. Сильное локализованное взаимодействие микроплазменных разрядов с титаном. Прикладная физика, 2009. № 6. С. 76–83.
8. Л.М. Рыбакова, Л.И. Куксенова. Структура и износостойкость металла. М.: Машиностроение, 1982. 212 с.

9. Методы испытаний на трение и износ. /Справ. изд. Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.Г. Колмаков, Л.М. Рыбакова. М.: Интермет Инжиниринг, 2001. 152 с. (Специалист-металловед).
10. Иванов В.А. Трехэлектродный несимметричный зонд для непрерывного измерения температуры и плотности плазмы. Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН, 1988. С. 33–35.
11. V.A. Ivanov, B. Juttner, and H. Porsch. Time-resolved Measurements of the Parameters of Arc Cathode Plasmas in Vacuum. IEEE Transactions on Plasma Science, 1985. Vol. PS-13. No. 5. Pp. 334-336.
12. V.A. Ivanov, B. Juttner, and A.M. Zimin. Development of cathode spots on the surface of a beryllium. Plasma Devices and Operations, 2002. Vol. 10. No. 2. Pp. 109-116.

Раздел 16. Создание прочного микрорельефа на поверхности титана в результате воздействия микроплазменных разрядов

В данном разделе представлены экспериментальные исследования взаимодействия микроплазменных разрядов с образцами из технического титана ВТ1. Амплитуда импульсного тока микроплазменных разрядов составляла 200 А при длительности импульса 20 мс. Число импульсов микроплазменных разрядов варьировалось от 1 до 10. В результате микроплазменной обработки на образцах титана формируется сплошной переплавленный сильно упрочненный приповерхностный слой толщиной до 10 мкм. Этот слой титана приобретает новые физические свойства: развитый микрорельеф поверхности, повышенную микротвердость и улучшенные триботехнические свойства. По сравнению с исходным состоянием образцов упрочненный микроплазменными разрядами приповерхностный слой титана характеризуется следующими наилучшими параметрами: микротвердость слоя увеличивается в 5 раз, предельно допустимое давление на образцы при трении повышается в 20 раз, интенсивность изнашивания при трении снижается на три порядка, а коэффициент трения уменьшается до 6 раз.

16.1 Введение

Известно [1], что в вакууме при остаточном давлении воздуха $p < 0.001 \text{ Па}$ воздействие на чистую поверхность металла импульсного ($\sim 1 \text{ мкс}$) потока плазмы с объемной плотностью $n_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов $\sim 10 \text{ эВ}$ приводит к возникновению электрических разрядов между двумя металлическими электродами, находящимися при большой разности потенциалов $\sim 100 \text{ кВ}$. В отличие от исследований [1], нами было показано теоретически и экспериментально [2-6], что существенную роль в процессе возбуждения микроплазменных разрядов (МПР) на поверхности металлов играют естественные или специально нанесенные диэлектрические пленки или диэлектрические микровключения. При этом в вакууме взаимодействие потока

плазмы с металлическим образцом с нанесенной на его поверхность тонкой диэлектрической пленкой (толщиной 0.1-1мкм) приводит к возбуждению МПР при существенно меньшей плотности плазмы $n_e < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и при значительно меньшем значении электрического напряжения $\sim 100 \text{ В}$ между металлическими электродами. Это обусловлено тем, что при взаимодействии плазменного потока с металлом, покрытым диэлектрической пленкой, происходит накопление электрического заряда на внешней поверхности пленки. В результате этого, в местах разрыва тонкой пленки или на ее краю вблизи открытой поверхности металла могут возникать большие электрические поля около или выше 1 МВ/см . При таких или существенно меньших полях электрический пробой по поверхности диэлектрической пленки вблизи ее края или в разрыве приводит к возбуждению МПР с образованием плотной ($\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$) сильно локализованной плазмы (размером 1-100 мкм) с температурой $\sim 1 \text{ эВ}$ [7]. Расчеты показывают, что при плотности плазмы $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ характерное время накопления заряда на поверхности пленки на металле, находящимся под потенциалом “- 400В”, не превышает 1-2 мкс, при этом поверхностный пробой пленки в ее разрыве может возникать при полях всего около 100 кВ/см [6]. Воздействие плотной плазмы МПР на металл приводит к возбуждению электронной эмиссии из металла в плазму. При этом происходит разогрев и плавление металла в локальных областях на поверхности титана с формированием локализованной области высокого давления в расплаве [8], которое приводит к образованию микрократеров различных размеров 0.1-20 мкм [9]. Вследствие быстрого движения МПР по поверхности со скоростью перемещения до 100 м/с [10], происходит затвердевание расплавленных локальных областей металла с характерной скоростью остывания $\sim 10^6 \text{ К/с}$. В результате этих процессов происходит сильная перестройка морфологии и структуры поверхностного слоя металла на глубину до 10 мкм и формирование прочного микрорельефа на его поверхности [11-21].

Ранее выполненные нами исследования процессов формирования прочного микрорельефа на поверхности титана [19, 21] были проведены при возбуждении МПР с пиковыми амплитудами импульсного электрического тока 200-400 А и экспоненциальным спадом тока во времени в течение 18 мс до минимального значения срыва тока 30 А. Полученные результаты продемонстрировали эффекты сильного упрочнения приповерхностного слоя для различных металлов и сплавов: титана, алюминия, стали 45, никелево-хромистых и кобальтово-хромистых сплавов [11-21]. Однако, в данных экспериментах экспоненциальный спад тока МПР в течение всей длительности воздействия 18 мс не позволял оптимизировать процесс микроплазменной обработки поверхности металлов и сплавов. В связи с этим необходимо было изменить условия экспериментов таким образом, чтобы возбуждать и поддерживать МПР при постоянной амплитуде импульсов электрического тока этих разрядов.

Основная цель данной работы состояла в том, чтобы провести микроплазменную обработку поверхности образцов из титана и изучить результаты воздействия МПР на титановые образцы в условиях, когда импульсный электрический ток МПР поддерживается на постоянном уровне около 200 А при фиксированной длительности импульса тока разрядов 20 мс. Важно также было изучить влияние создаваемой на поверхности металла диэлектрической пленки различной толщины 0.01-1 мкм на характеристики формируемого микрорельефа на поверхности металлических образцов. В представляемых в данной работе экспериментах в качестве исследуемого металла был выбран титан, который благодаря относительно небольшой удельной плотности, высокой прочности и коррозионной стойкости находит широкое применение в авиации, ракетостроении и медицине.

Целями изучения также являлись:

- исследование влияния предварительной термической обработки на формирование диэлектрической оксидной пленки на поверхности образцов из технического титана;

- исследование влияния режимов микроплазменной обработки на формирование прочного микрорельефа на поверхности образцов из технического титана после предварительной термической обработки;
- изучение свойств микрорельефа, образующегося на поверхности образцов из титана в результате микроплазменной обработки;
- исследование металлофизических и триботехнических свойств приповерхностного слоя титановых образцов, обработанных микроплазменными разрядами.

16.2 Экспериментальные установки и методы исследований

Исследования процессов формирования микрорельефа на поверхности титановых образцов в результате воздействия МПР проводились в ИОФ РАН на установке “Сфера” [11, 12, 16, 19-21] (рис. 16.1). Изучение металлофизических, триботехнических, микроструктурных свойств поверхности металлических образцов, обработанных МПР, выполнялось в ИМАШ РАН на специальном оборудовании по методикам, описанным в [22-24].

В экспериментах использовали образцы из технического титана ВТ1, имеющего состав: Fe – 0.18%, Si – 0.10%, С – 0.07%, О – 0.12%, Н – 0.01%, остальное Ti. Исходные образцы из титана имели форму параллелепипеда $3.5 \times 3.5 \times 12 \text{ мм}^3$ и подвергались предварительной механической обработке (фрезерование, шлифование и полирование). Перед микроплазменной обработкой на поверхности образцов из титана ВТ1 формировалась специальным образом диэлектрическая оксидная пленка. Образцы подвергали термическому отжигу при температуре $T_{\text{отж}}=400^\circ\text{C}$ в воздушной атмосфере в двух режимах, отличающихся продолжительностью отжига t : режим 1 – $t=1$ минута; режим 2 – $t=60$ минут. В режиме 1 на поверхности титановых образцов формировалась оксидная диэлектрическая пленка толщиной около 0.1 мкм, В режиме 2 на поверхности титановых образцов формировалась оксидная диэлектрическая пленка толщиной около 1 мкм.

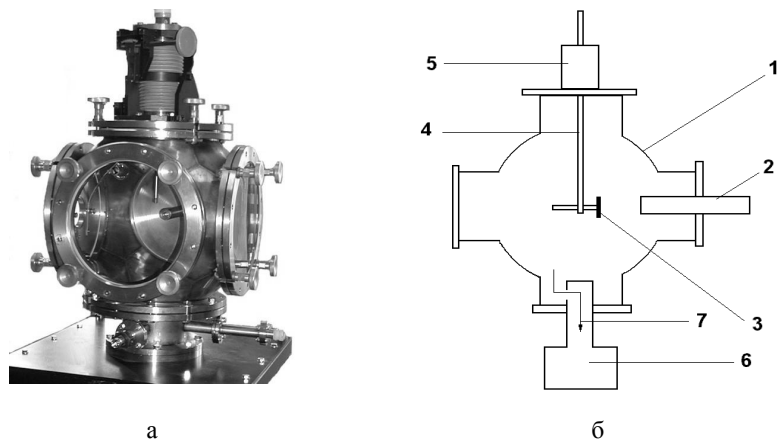


Рис. 16.1 Экспериментальная установка Сфера: а - фотография внешнего вида установки, б- схема размещения плазменного инжектора, образца и фотоаппаратуры на установке. 1- вакуумная камера, 2- плазменный инжектор, 3-образец на держателе, 4-шток вакуумного манипулятора, 5- вакуумный манипулятор, 6- вакуумный насос, поток откачиваемого воздуха из камеры через лабиринт.

Импульсный поток плазмы создавался плазменным инжектором в результате высоковольтного электрического разряда (электрическое напряжение 7 кВ, электрический ток 1.5 кА, длительность знакопеременного импульса 20 мкс), возникающего на поверхности плазмообразующего диэлектрического материала (полиметилметакрилат). Измерения, выполненные плазменными зондами показали [25, 26], что основным ионным компонентом плазмы являлись ионы водорода (90-80 %) и ионы углерода (10-20 %), а доля более тяжелых ионов составляла менее 1 %. Основные характеристики импульсного потока водородно-углеродной плазмы при обработке образцов из титана ВТ1: максимальная плотность плазмы в области размещения образцов $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; длительность импульсного потока плазмы инжектора по уровню 0.1 от максимальной плотности составляла 20 мкс; длительность переднего фронта импульса плазмы – 5 мкс, скорость распространения потока плазмы от инжектора к образцу – $5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$; электронная температура плазмы в

плазменном потоке около 10 эВ. Фотография свечения плазменного потока и характерная осциллограмма импульса ионного тока насыщения плазмы вблизи образцов представлены соответственно на рис. 16.2 и 16.3.

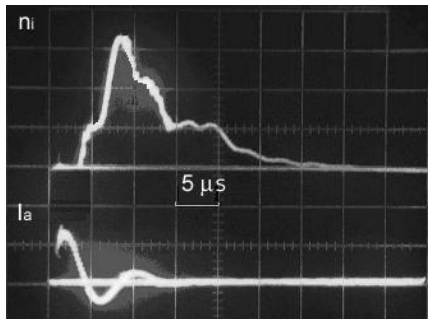
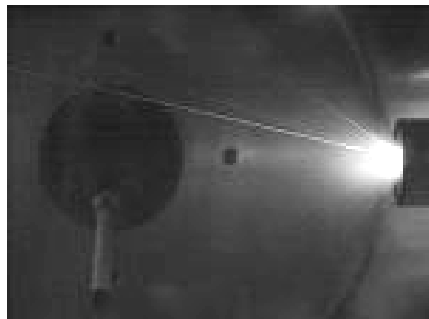


Рис. 16.2 Фотография свечения плазменного потока инжектора в видимом диапазоне длин волн (справа на фото – выходное сопло – диаметр 30 мм). Рис. 16.3 Осциллограммы: n_i – импульс ионного тока насыщения плазмы вблизи поверхности образца, I_a – импульс электрического тока в плазменном инжекторе.

Микроплазменную обработку образцов с помощью МПР проводили при начальном отрицательном электрическом напряжении на образце -400 В. При взаимодействии внешнего потока плазмы с титановым образцом на его поверхности возникали микроплазменные разряды (рис. 16.4), которые представляли собой яркие локализованные светящиеся плазменные образования с характерными размерами от 1 до 30 мкм, с высокой плотностью плазмы [7], движущиеся с скоростью от 1 м/с до 100 м/с (зависит от толщины пленки и тока разряда) по поверхности образцов [9, 10]. В местах возбуждения МПР возникало плавление металла. В результате воздействия сильного давления плазмы [8] на расплавленный металл образовывалась впадина с выступающими краями, т.е. в расплавленном металле формировались микрократеры. Вследствие быстрого охлаждения расплавленного металла и его кристаллизации эти кратеры в значительной степени сохраняли свою форму

уже в твердом виде, формируя микрорельеф с характерными размерами выступов от 1 до 20 мкм (рис. 16.5).

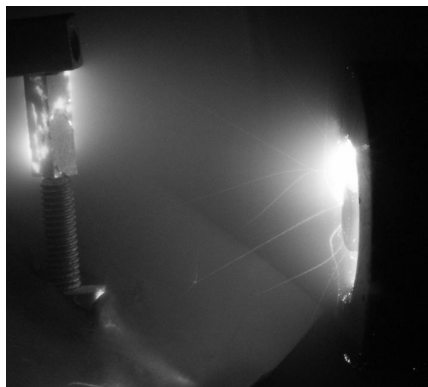
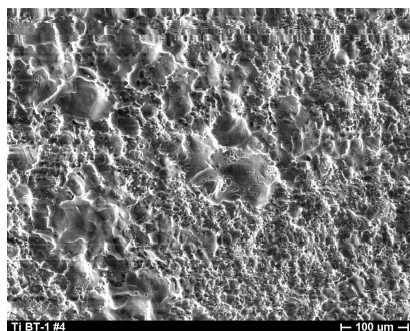
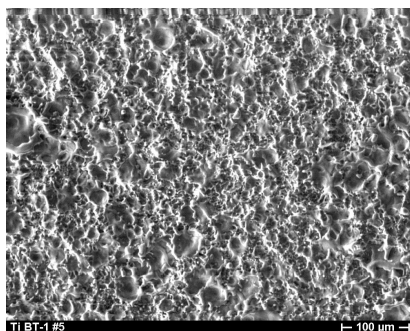


Рис. 16.4 Фотография микроплазменных разрядов на титановом образце (слева) при воздействии плазменного потока инжектора (справа). Диаметр выходного сопла инжектора 30 мм.



а



б

Рис. 16.5 Микрофотографии микрорельефа поверхности титановых образцов, полученные в результате воздействия микроплазменных разрядов: а – 10 импульсов, б – 4 импульса

В процессе микроплазменной обработки титановых образцов регистрировались осциллограммы импульсного электрического тока МПР через образец $I(t)$ с почти постоянной амплитудой $I=200$ А и длительностью импульсов от 1 до 20 мс (рис. 16.6 а, в) и электрического потенциала $U(t)$ на образцах (рис. 16.6 б, г). Установлено, что при протекании электрического тока

МПР через образец его электрический потенциал изменялся от -400 В до -30 В (рис. 16.6 а, б). Это свидетельствует о том, что импульсное напряжение -400 В прикладывается к образцу до того, как начинается взаимодействие внешнего потока плазмы с металлом.

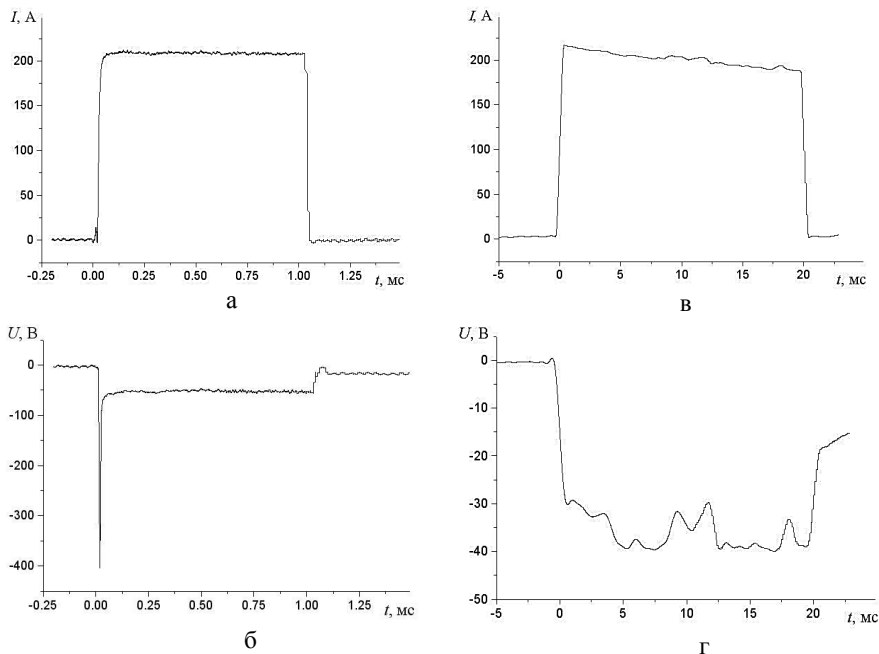


Рис. 16.6 Осциллограммы импульсов электрического тока (а, в) и падения напряжения на образце (б, г) при возбуждении МПР на титане. (а, б) соответствуют импульсам длительностью 1 мс, (в, г) соответствуют импульсам длительностью 20 мс.

Исследования проводились в основном режиме при постоянных значениях амплитуды тока (200 А) и длительности импульсов (20 мс), а число импульсов МПР варьировалось от 1 до 10. В результате воздействия 10 импульсов МПР поверхность титанового образца становилась полностью переплавленной и очищенной от диэлектрической пленки. В результате этого порог возбуждения МПР на поверхности титана сильно возрастал по плотности плазмы [1]. Использовать число воздействующих импульсов МПР более 10

было нецелесообразно, так как разряды на таких полностью обработанных образцах в наших условиях не возбуждались, а возбуждение МПР происходило на поверхности металлического держателя образцов.

После микроплазменной обработки поверхности титана с помощью МПР изучалось изменение состояния приповерхностных слоев образцов в зависимости от толщины диэлектрической оксидной пленки, предварительно создаваемой на образцах путем термического отжига в атмосфере воздуха.

Микротвердость образцов измеряли на приборе ПМТ-3 (ГОСТ 9450-60) при нагрузке на индентер, равной 0.49 Ньютон. Микрорельеф поверхности образцов изучали на профилографе–профилометре (модель 201). С помощью профилограмм оценивали следующие величины: толщину оксидных пленок, формирующихся в результате термического отжига образцов; максимальные значения высоты микрорельефа R_{max} ; величины механического износа образцов при триботехнических испытаниях.

Для изучения микроструктуры приповерхностного слоя металлических образцов был использован специальный метод скользящего пучка рентгеновских лучей, который позволяет проводить исследования изменений структуры в приповерхностных микрообъемах образцов послойно и без разрушения в интервале значений толщин слоев от десятых долей микрометра до десятков микрометров [23]. Съёмки проводились в CoK_{α} – излучении, длина волны $\lambda=1.78892 \text{ \AA}$.

Триботехнические испытания исследуемых образцов проводили в лабораторных условиях на восьмипозиционной машине трения с возвратно-поступательным движением сопряженных образцов [24]. Средняя скорость относительного скольжения образцов 0.19 м/с. Максимальная нагрузка на образцы – 1250 Ньютон. В качестве смазочного материала применяли солидол (ГОСТ 4366-76). Для определения сравнительной износостойкости и антифрикционности материалов пары трения (образец из титана ВТ1–контробразец из стали 20, цементация, закалка и отпуск) испытания проводили при ступенчато повышаемых давлениях от 0.2 МПа до достижения предельно

допустимых значений, выше которых происходили задиры пары, “катастрофический” износ и резкое увеличение силы трения. В процессе испытаний на машине трения измеряли значения толщины изношенного слоя и силы трения между поверхностями образца и контролобразца. В случае малых толщин изношенного слоя h их определяли на профилографе-профилометре, в случае больших величин износа измеряли значения потери массы образцов, по значениям которых рассчитывали толщину изношенного слоя h и определяли интенсивность изнашивания I_h приповерхностного слоя образцов из титана при трении.

16.3 Результаты исследований

Наличие диэлектрической пленки на поверхности металла существенно облегчает возбуждение МПР на поверхности образцов [6]. При этом были измерены толщины диэлектрических оксидных пленок при различных режимах термического отжига образцов. Проведены исследования влияния толщины пленки на свойства микрорельефа, образующегося на поверхности титановых образцов при взаимодействии с МПР. Результаты измерений микротвердости HV_{50} , и высоты шероховатости R_{max} микрорельефа поверхности титановых образцов, обработанных МПР при различных режимах, показаны в таблице 16.1.

Выявлено, что толщина оксидной пленки в различных сечениях после отжига образца в течение 1 минуты (режим 1, образец № 004-Ti) составляла 0.1-0.2 мкм, а после отжига в течение 60 мин (режим 2, образец № 012-Ti) около 1 мкм. Исходный образец из титана ВТ1 (образец № 011-Ti) имел слабо выраженный микрорельеф, возникающий в результате предварительной механической обработки (фрезерования, шлифования и полирования) образцов. Измеренная на профилографе-профилометре высота микрорельефа исходных образцов составляла величину $R_{max}=0.1$ мкм. Отжиг в течение $t=1$ мин (режим 1, образец № 004-Ti) не приводит к изменению шероховатости поверхности. Отжиг в течение $t=60$ мин (режим 2, образец № 012-Ti) изменяет микрорельеф поверхности, при этом шероховатость имеет характерную высоту

$R_{\max}=0.18$ мкм. Кроме того, поверхность образца приобретает квазирегулярный волнообразный характер с длиной волны приблизительно равной 0.6 мм и амплитудой волны около 0.5 мкм.

Таблица 16.1 Микротвердость HV_{50} и шероховатость R_{\max} поверхности образцов из титана ВТ1, прошедших различные режимы предварительного термического отжига и обработанных с помощью микроплазменных разрядов (МПП)

№ образца	Время отжига, мин	Длительность импульсов, мс	Количество импульсов МПП	Глубина индентирования, мкм	HV_{50} , кгс/мм ²	R_{\max} , мкм
011-Ti	-	-	-	15.1	192	0.1
004-Ti	1	-	-	15.9	161	0.1
012-Ti	60	-	-	10.1	412	0.18
001-Ti	1	20	4	13.7	161	6.1
002-Ti	1	20	8	10.3	412	4.5
005-Ti	60	0.8	3	11.5	321	0.25
006-Ti	60	20	6	8.1	644	5.5
008-Ti	60	20	10	6.6	927	8.2

При взаимодействии импульсного потока плазмы инжектора с металлическими образцами на их поверхности возбуждались микроплазменные разряды. Вследствие интенсивного локального плавления металла в течение времени развития микроплазменных разрядов, а затем (после окончания воздействия плотной плазмы) вследствие быстрого затвердевания расплавленных областей металла (из-за высокой теплопроводности и быстрого отвода тепла от поверхности вглубь объема металла), в локальных приповерхностных зонах исследуемых образцов наблюдалось образование как одиночных микрократеров, так и их скоплений. В результате повторяющихся циклических процессов быстрого плавления и затвердевания локальных участков приповерхностного слоя образцов при $N=4$ или $N=10$ импульсах плазмы инжектора на поверхности образцов формировался сплошной

переплавленный слой, имеющий развитую структуру поверхностного микрорельефа.

На титановом образце № 001-Ti, прошедшем термический отжиг в течение 1 мин, в результате воздействия МПР с числом импульсов $N=4$, получены следующие результаты: на трех гранях этого образца образовался неравномерный микрорельеф с чередованием участков с шероховатостью высотой $R_{\max} \approx 2$ мкм и участков с шероховатостью $R_{\max} \approx 6$ мкм. На четвертой грани этого образца (которая была обращена к плазменному инжектору) сформировался микрорельеф более чем в два раза выше, чем на других гранях: здесь чередуются участки с высотой микрорельефа $R_{\max} = 4$ мкм и участки с $R_{\max} = 14$ мкм. При увеличении числа импульсов МПР до $N=8$ на всех гранях титанового образца (№ 002-Ti) образовывался более равномерный микрорельеф с характерной высотой $R_{\max} = 4.5$ мкм.

На титановом образце № 005-Ti, прошедшем термический отжиг в течение $t=60$ мин, в результате воздействия МПР с числом импульсов $N=3$ и очень короткой длительностью импульсов 0.8 мс, формировался микрорельеф с малой высотой выступов $R_{\max} = 0.25$ мкм, что в 1.5 раза превышает микрорельеф образца (после термического отжига без МПР). При этом, обработанная поверхность образца № 005-Ti приобрела волнообразный характер с длиной волны около 0.8 мм и амплитудой около 1 мкм, что приблизительно в 1.5 раза превышает соответствующие параметры образца № 012-Ti.

На титановом образце № 006-Ti, прошедшем термический отжиг в течение $t=60$ мин, в результате воздействия МПР при $N=6$ при длительности импульсов 20 мс получен равномерный микрорельеф с $R_{\max} = 5.5$ мкм.

На титановом образце № 008-Ti, прошедшем термический отжиг в течение $t=60$ мин, в результате воздействия МПР при $N=10$ при длительности импульсов 20 мс получен наиболее равномерный микрорельеф с $R_{\max} \approx 8$ мкм.

Исследование влияния времени отжига на микротвердость поверхности образцов из титана показало, что термический отжиг в течение 1 мин практически не влияет на их микротвердость (образец № 004-Ti). Длительный

термический отжиг в течение 60 мин приводит к увеличению микротвердости приповерхностного слоя образца по сравнению с его исходным состоянием в 2 раза от значения $HV_{50}=192$ до $HV_{50}=412$ кгс/мм² (образец № 012-Ti).

Для образца № 002-Ti, подвергнутого предварительному кратковременному термическому отжигу в течение 1 мин, в результате воздействия МПР с числом импульсов $N=8$ при длительности импульсов 20 мс микротвердость приповерхностного слоя титана увеличивается в 2 раза по сравнению с исходным состоянием образца от значения $HV_{50}=192$ до $HV_{50}=412$ кгс/мм².

Для образца № 008-Ti, подвергнутого длительному термическому отжигу в течение 60 мин, в результате воздействия МПР с числом импульсов $N=10$ при длительности импульсов 20 мс микротвердость приповерхностного слоя титана увеличивается в 5 раз по сравнению с исходным состоянием образца от значения $HV_{50}=192$ до $HV_{50}=927$ кгс/мм².

Таким образом, использование длительного термического отжига титанового образца в течение 60 мин и его последующей обработки с помощью МПР приводят к аддитивному увеличению микротвердости приповерхностного слоя титана в результате двух различных независимых процессов: термической закалки образца и микроплазменного упрочнения.

Результаты рентгеноструктурного анализа образцов из титана ВТ1 показали, что в исходном состоянии исследуемые образцы титана ВТ1 имеют крупнозернистую структуру. Это подтверждается характерной пятнистой картиной рентгенограмм, полученных при рентгено съемке поверхностного слоя. Пятна на рентгенограмме являются незначительно размытыми в радиальном направлении, что свидетельствует о невысоком уровне микродеформаций кристаллической решетки и, соответственно, незначительной величине остаточных напряжений II рода, вызванных механической обработкой образцов при их изготовлении.

На рентгенограммах образцов после отжига в течение 1 мин на углах дифракции $\theta \approx 16^\circ$ появляются следы новой фазы, соответствующей оксиду

титана TiO_2 . Рентгеновская линия оксида сильно размыта вследствие его наноструктурного состояния (размер частиц менее 100 нм). Тепловое воздействие на образец снимает тот невысокий уровень остаточных напряжений, который имел место в результате изготовления образца, на что указывает исчезновение размытости рефлексов в радиальном направлении и появлении большого количества интерференционных линий на рентгенограмме при углах $\theta > 45^\circ$.

При воздействии 10 импульсов МПР на титановые образцы, прошедшие предварительный термический отжиг в течение 1 мин, в рентгеновских спектрах отраженного излучения следов оксида титана не обнаружено. Физическое уширение интерференционной линии основной фазы титана ($\alpha - \text{Ti}$) увеличивается примерно в 2 раза по сравнению с образцом титана, не подвергавшегося воздействию МПР. Это свидетельствует о том, что в результате обработки МПР приповерхностный слой титана имеет высокий уровень остаточных внутренних напряжений.

При воздействии 10 импульсов МПР на титановые образцы, прошедшие предварительный термический отжиг в течение 60 мин, в рентгеновских спектрах поверхностного слоя наблюдаются линии оксида титана типа рутила TiO_2 . Линии основной фазы ($\alpha - \text{Ti}$), соответствующие малым углам дифракции ($\theta \approx 20-30^\circ$) размыты на 50%, а линии на больших углах ($\theta > 45^\circ$) стали четкими и практически неразмытыми по сравнению с образцами, отожженными в течение 1 мин и обработанными 10 импульсами МПР. Эти особенности рентгеновской картины дают основание предполагать, что в результате обработки МПР структура приповерхностного слоя измельчается до ультрамелкодисперсного состояния (размер зерен составляет около 100 нм) при низком уровне остаточных внутренних напряжений. Такое структурное состояние создает предпосылки для обеспечения высоких триботехнических характеристик.

Триботехнические испытания были проведены для трех групп образцов из титана (Рис. 16.7): (а) образцы в исходном состоянии, (б) образцы после отжига в течение 1 мин и последующей обработки МПР при $N=4$ и $N=8$, (в)

образцы после отжига в течение 60 мин и последующей обработки МПР при $N=10$ импульсов. Испытания показали, что для первых двух групп образцов (а) и (б) в течение первых 30 минут работы уже наблюдался сильный износ микрорельефа при трении даже при малых давлениях на образцы 0.2–0.5 МПа. При этом относительная интенсивность изнашивания для этих групп образцов составляет значительную величину – около $2.5 \cdot 10^{-6}$, а коэффициент трения $f=0.24$ для образцов в исходном состоянии и $f=0.08$ для образцов, прошедших отжиг в течение 1 мин и обработанных с помощью МПР.

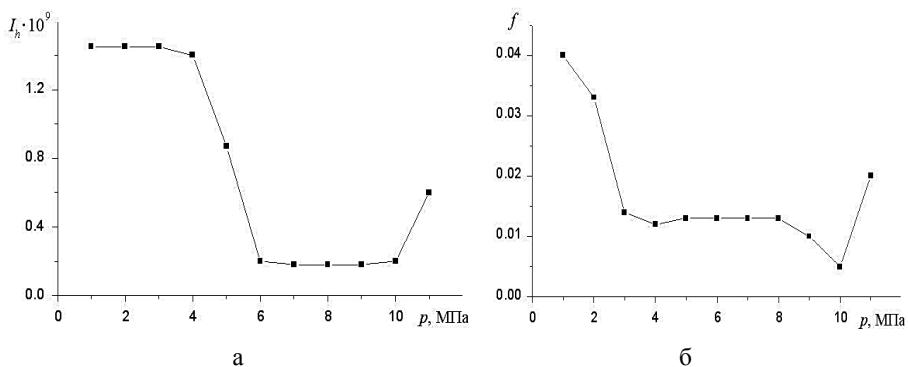


Рис. 16.7 Зависимости а) I_h - интенсивности изнашивания, б) f - коэффициента трения от прикладываемого давления к образцам из титана ВТ1 группы (в) после их отжига в течение 60 минут и микроплазменного упрочнения при $N=10$.

Лучшие триботехнические характеристики приповерхностного слоя титана получены для образцов группы (в), которые прошли термический отжиг в течение 60 минут и последующую обработку МПР при $N=10$ импульсов. В этом случае пара трения образец-контроль образец проработала с малыми относительными интенсивностями изнашивания и малыми коэффициентами трения вплоть до давления на образцы $p=10$ МПа (рис. 16.7, а, б). Это давление более чем в 20 раз превышает предельное давление для образцов групп (а) и (б).

Для образцов группы (в) значения интенсивности изнашивания не превышали $1.5 \cdot 10^{-9}$ при работе на вершинах микрорельефа и $0.5 \cdot 10^{-9}$ при работе на их основаниях, что на три порядка меньше интенсивности изнашивания для

образцов групп (а) и (б). Значения коэффициента трения во всем диапазоне давлений 0.2–11 МПа не превышали значения $f=0.04$, что в 6 раз меньше коэффициента трения для образцов титана в исходном состоянии.

16.4 Заключение

При взаимодействии в вакууме импульсного потока плазмы с электронной плотностью 10^{13} см^{-3} и длительностью импульса 10 мкс с титановыми образцами, покрытыми тонкой диэлектрической пленкой (толщиной ~ 1 мкм), на поверхности этих образцов возбуждаются микроплазменные разряды. В результате микроплазменной обработки на образцах титана формируется упрочненный приповерхностный слой толщиной до 10 мкм, который имеет улучшенные физические, структурные и триботехнические свойства.

Экспериментально установлено, что при амплитуде импульсного тока микроплазменных разрядов 200 А, длительности импульса тока 20 мс, числе импульсов 10, на поверхности титановых образцов формируется прочный сплошной переплавленный слой металла, который характеризуется высотой микрорельефа $R_{\text{max}} \approx 8$ мкм, высоким значением микротвердости $HV_{50} = 927 \text{ кгс/мм}^2$, низкой относительной величиной интенсивности изнашивания при трении $I_h \approx 1 \cdot 10^{-9}$, большим предельным давлением на образцы при трении $p = 10$ МПа.

Таким образом, упрочненный микроплазменными разрядами приповерхностный слой титана по сравнению с исходным состоянием образцов характеризуется следующими параметрами: микротвердость слоя увеличилась в 5 раз, предельно допустимые давления на образцы при трении повысились более чем в 20 раз, интенсивность изнашивания при трении снизилась на три порядка, коэффициент трения уменьшился в 6 раз. При этом расчетное значение средней скорости обработки приповерхностного слоя титана микроплазменными разрядами составляет $10 \text{ см}^2/\text{с}$, а среднее значение удельных энергетических затрат, необходимых для формирования

упрочненного переплавленного слоя титана, не превышает величину 800 Дж/см².

На основании анализа экспериментальных данных брегговского отражения пучка рентгеновских лучей от приповерхностного слоя титановых образцов, можно заключить, что обработка этих образцов микроплазменными разрядами приводит к измельчению микрозерен поликристаллической структуры их приповерхностного слоя и увеличению микротвердости. При этом также происходит снижение величины остаточных механических напряжений в этом слое, что существенно улучшает триботехнические свойства поверхности титановых образцов, обработанных микроплазменными разрядами.

Литература к разделу 16

1. Месяц Г.А. Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000. С. 55.
2. В.А.Иванов. Возбуждение и воздействие микроплазменных разрядов на металлы и сплавы в плазме сверхвысокочастотного факела. // Прикладная физика: научно–технический журнал, 2001. № 2. С. 5–39.
3. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, А.С. Сахаров. Возбуждение микроплазменных разрядов на металлах с диэлектрической пленкой // Прикладная физика, 2006. № 6. С. 114-121.
4. В.А. Иванов, А.С. Сахаров, М.Е. Коныжев. Инициирование микроплазменных разрядов на краю диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность металла. Физика плазмы, 2008, том 34, № 2, с.171-184.
5. Ivanov V.A., Juttner B., Pursch H., Siemroth P. Initiation and Sustainment of Unipolar Arc Discharges by a Microsecond Pulse Plasma.//Adw DDR Beitrage aus der Plasma Physik B. 23. H.6. 1983. P. 551-560.
6. V.A. Ivanov, A.S. Sakharov, and M.E. Konyzhev Plasma initiation of vacuum arcs on a metal surface partially covered with a dielectric film // Proceedings of the

XXIII-rd International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (Bucharest, Romania, September 15-19, 2008) V.2. C.575-578.

7. Ivanov V.A., Jutner B., Pursch H. Time-Resolved Measurements of the Parameters of the Arc Cathode Plasmas in Vacuum.//Pub. Nuclear and Plasma Sciences Society USA. IEEE Plasma Science V. PS-13. №5. 1985. P. 334-336.

8. Зимрот П., Иванов В.А. Измерение механического давления плазмы вакуумной дуги.//В сб. Плазменные генераторы и процессы . Материалы III совещ. международной рабочей группы “Физика низкотемпературной плазмы”. Проблемная комиссия многостороннего сотрудничества социалистических стран. Минск.: ИТМО АН БССР. 1988. С.43-52.

9. V.A.Ivanov, B.Juttner and A.M.Zimin. Dynamics of Cathode Spots on the Beryllium in Vacuum Arc Discharges. // In book: Proceedings of the XX-th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Tiurs(France) – July1-5, 2002. Ed. SFV 2002. Pp. 135-138. IEEE Catalogu Number 02CH37331. ISBN 0-7803-7394-4. ISSN 1093-2941.

10. V.A.Ivanov, B.Juttner and A.M.Zimin. Development of the Cathode Spots on the Surface of the Beryllium. // Plasma Devices and Operations, 2002, Vol. 10, pp.109-116.

11. В.А. Иванов, М.Е. Кобычев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микрорельефа на поверхности Ni-Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами. Прикладная физика, 2006. № 6. С. 97-107.

12. В.А. Иванов, М.Е. Кобычев, А.М.Спирин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, Р.Х. Залавутдинов. Формирование прочного микрорельефа на поверхности Co-Cr сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами // Прикладная физика, 2007. № 6. С. 60-70.

13. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Кобычев. Влияние микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из Ni-Cr сплава. Проблемы машиностроения и надежности машин, 2007. № 6. С. 81-87.

14. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Коныжев. Новый метод формирования прочного микрорельефа на поверхности образцов из кобальтово-хромистого сплава. Проблемы машиностроения и надежности машин, 2008. № 1. С.74-79.
15. В.А. Иванов, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, М.Е. Коныжев. Применение микроплазменного метода для упрочнения приповерхностного слоя образцов из стали45 // Проблемы машиностроения и надежности машин № 3, 2008. С.84-89.
16. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, С.И. Сатунин, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева Упрочнение приповерхностного слоя образцов из конструкционной стали микроплазменными разрядами // Прикладная физика, №6, 2008. С.62-68.
17. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, И.А. Хренникова Влияние микроплазменной обработки на структуру, микрогеометрию поверхности и триботехнические характеристики конструкционных сплавов // Трение и износ, 2009. Том 30, № 4. С.396-404.
18. Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, В.А. Иванов, М.Е. Коныжев Влияние микроплазменной обработки на свойства приповерхностного слоя образцов из конструкционных сплавов // Трение и смазка в машинах и механизмах. №5. 2009. С. 10-16.
19. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, Т.И. Камолова, А.А. Дорофеюк, С.Н. Сатунин Сильное локализованное взаимодействие микроплазменных разрядов с титаном // Прикладная физика, №6, 2009. С.76-83.В.
20. В.А. Иванов, М.Е. Коныжев, Л.И. Куксенова, В.Г. Лаптева, А.С. Сахаров, А.А. Дорофеюк, Т.И. Камолова, С.Н. Сатунин, А.А. Летунов. Воздействие микроплазменных разрядов на поверхность алюминия // Прикладная физика, 2010, № 6, с. 57-64.
21. V.A. Ivanov, M.E. Konyzhev, L.I. Kuksenova, V.G. Lapteva, A.S. Sakharov, T.I. Kamolova, A.A. Dorofeyuk, and S.N. Satunin. Strong Localized Interaction of

Microplasma Discharges with Titanium // Plasma Physics Reports, 2010, Vol. 36, No. 13, pp.1241-1246.

22. Куксенова Л.И., Лаптева В.Г., Герасимов С.А. Методы исследования поверхностных слоев при трении: учебное пособие.- М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010. – 73 с.

23. Рыбакова Л.М., Куксенова Л.И. Структура и износостойкость металла. М.: Машиностроение, 1982. 212 с.

24. Методы испытаний на трение и износ. /Справ. изд. Л.И.Куксенова, В.Г.Лаптева, А.Г.Колмаков, Л.М.Рыбакова. М.: Интермет Инжиниринг, 2001. 152 с. (Специалист-металловед).

25. Иванов В.А. Трехэлектродный несимметричный зонд для непрерывного измерения температуры и плотности плазмы // Краткие сообщения по физике ФИАН. М.,1988. С.33-35.

26. Ivanov V.A. Triple Probe Method for Charaterization of Arc Cathode Plasmas. //Akademie der Wissenschaften der DDR, Zentralinstitut fur Electronenphysik. Preprint 85-1. P.1-9.

Раздел 17. Фотографии и дополнительные иллюстративные материалы, характеризующие микроплазменные разряды и результаты их воздействия на металлы и сплавы

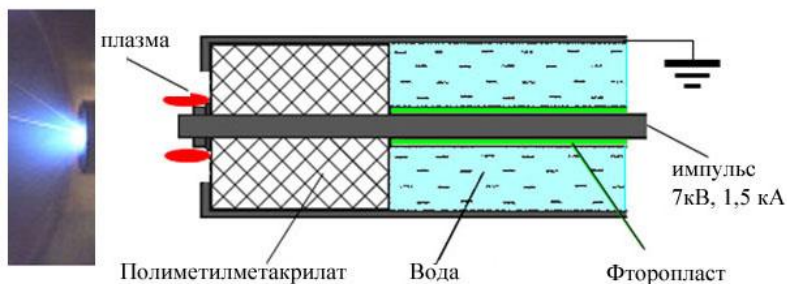


Рис. 17.1 Фото свечение плазмы (слева) и схемы конструкции плазменного инжектора (справа) для возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности металлов и сплавов

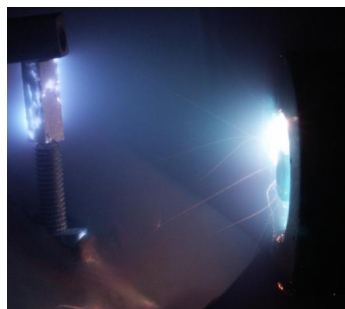


Рис. 17.2 Фотография свечения микроплазменных разрядов, возбуждаемых на стандартном титановом образце с размерами $4 \times 4 \times 12$ мм потоком плазмы плотностью $n_i \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой 10 эВ. Справа – срез инжектора плазмы диаметром 30 мм.



Рис. 17.3 Фотография свечения моноимпульсного микроплазменного разряда, возбужденного потоком плазмы плотностью 10^{13} см^{-3} на поверхности титанового цилиндра диаметром 4 мм и длиной 5 см с естественной оксидной пленкой толщиной около 6 нм. Поток плазмы падает справа. Длительность разряда 1.6 мс, амплитуда импульсного тока 50 А. Размер свечения по горизонтали 30 мм. Скорость распространения МПР составляет $V \approx 16 \text{ м/с}$.



Рис. 17.4 Фотография микроплазменных разрядов, возбуждаемых на образце (слева) из кобальто-хромистого сплава со сложной структурой поверхности, частично покрытой диэлектрической окисной пленкой. Справа - торец плазменного инжектора диаметром 30мм.



Рис. 17. 5. Фотография, подтверждающая отсутствие возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности образца из золота (99,99%) без диэлектрических пленок при воздействии потока плазмы с плотностью $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и длительностью 25 мкс. Поток плотной плазмы возбуждает микроплазменные разряды на поверхности держателя образца из нержавеющей стали, несмотря на то, что он прошел предварительную очистку разрядами в результате воздействия около 10^3 импульсов плазмы плотностью $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

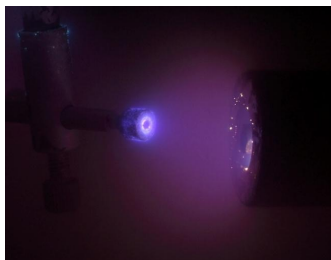


Рис. 17.6. Фотография потока плазмы из инжектора (\varnothing 30 мм, справа) и возбуждаемых на поверхности титанового образца (\varnothing 10 мм, слева) микроплазменных разрядов. На торце цилиндрического титанового образца наблюдается яркое кольцеобразное свечение микроплазменных разрядов, в центре которого находится темное пятно – диэлектрическая пленка толщиной 12 мкм, на границе которой возбуждаются микроплазменные разряды. Фотографирование выполнено фотоаппаратом Canon 5D Mark II, 21 Мегапиксел

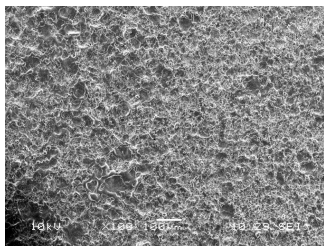


Рис. 17.7 Микрофотография фрагмента титанового образца (получена в растровом электронном микроскопе JEOL “JSM-5010 LV”), на поверхности которого в результате микроплазменной обработки сформировался микрорельеф в виде сплошного переплавленного слоя титана (средняя высота данного микрорельефа составляет около 5 мкм).

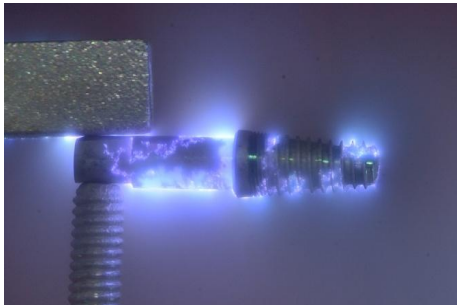
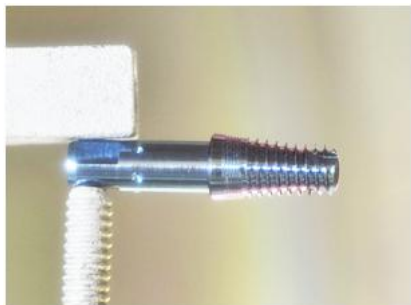


Рис. 17.8 Микроплазменные разряды на поверхности стоматологических имплантатов формируют прочный микро рельеф для увеличения площади контакта с костной тканью. Длина имплантата 25 мм. Слева сверху - фото исходного образца, справа сверху – разряды на поверхности образца, внизу слева – образец со сплошным микро рельефом на поверхности



Рис. 17.9 Фотография фрагмента поверхности пластины из титана с естественной оксидной пленкой толщиной около 6 нм с поверхностной эрозией в виде дендрита, возникшей в результате 2 импульсов микроплазменных разрядов с длительностью 1.6 мс с током 200А. Размер изображения 10×10 мм

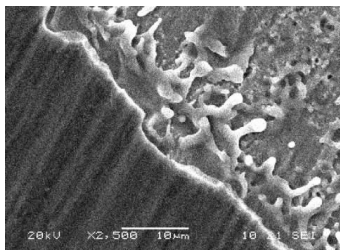


Рис. 17.10 Микрофотография образца титана с оксидной пленкой толщиной около 1 мкм (левая часть фотографии) и открытой поверхностью металла, переплавленной и очищенной от оксидной пленки в результате возбуждения микроплазменных разрядов (правая часть фотографии с микро рельефом). Микроплазменные разряды возникают на границе оксидной пленки и открытой поверхностью металла

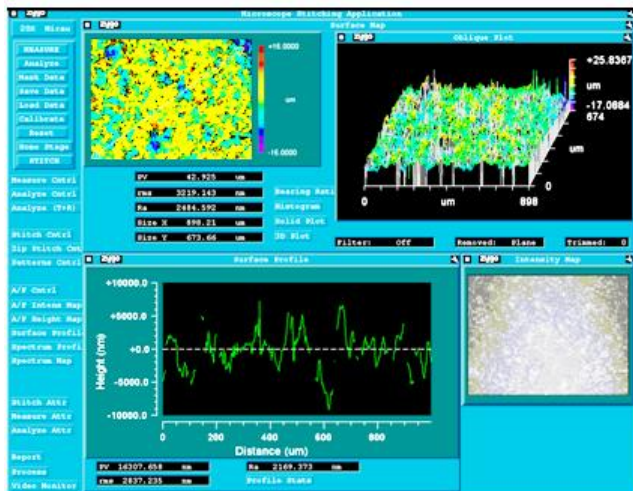
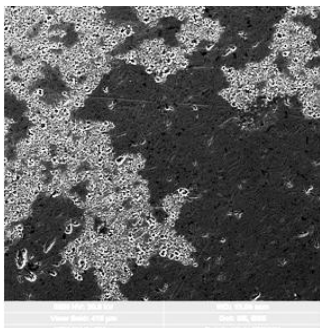


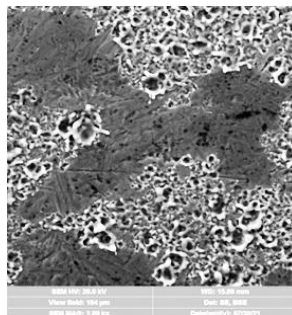
Рис. 17.11 Характеристики микрорельефа на поверхности титановых образцов (с нанесенной диэлектрической пленкой 12 мкм), сформированного в результате воздействия 4 импульсных микроплазменных разрядов (МПР) амплитудой электрического тока 200 А при длительности импульсов 20мс. Внизу – профилограмма микрорельефа поверхности (средняя величина микровыступов 2.2 мкм). Вверху справа – псевдо трехмерное изображение с цветовой градацией микрорельефа на поверхности титана. Вверху слева – изображение микрорельефа на поверхности титана в градации цвета. Внизу справа – фрагмент поверхности титана в оптическом микроскопе. Материал получен с помощью оптического микроскопа-интерферометра ZYGO “NewView-5000”



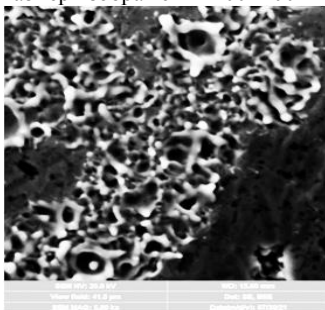
Рис. 17.12. Фотографии фрагментов образцов, полученные в растровом электронном микроскопе. Характерный вид микрорельефа, сформированный в микроплазменных разрядах на поверхности никелево-хромистого сплава (NiCr), конструкционной стали 45, титанового сплава VT-01. На фотографии NiCr часть поверхности слева без микрорельефа – это необработанная часть поверхности с оксидной пленкой толщиной 1 мкм. Размер изображений по горизонтали около 300 мкм.



Размер изображения 400×400 мкм



Размер изображения 100×100 мкм



Размер изображения 40×40 мкм

Рис. 17.13 Микрофотографии фрагментов рельефа на поверхности титанового образца с оксидной пленкой около 10 нм в результате возбуждения нескольких микроплазменных разрядов. Микрорельеф составляет множество микрократеров с характерными размерами от 1 до 10 мкм.

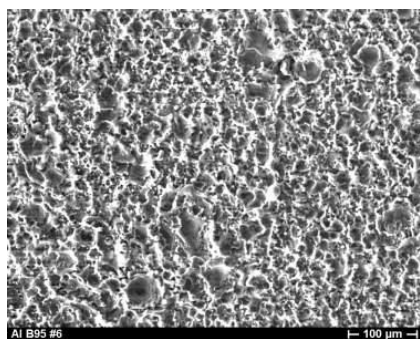


Рис. 17.14 Фотография микрорельефа, сформированного на поверхности образца из алюминиевого сплава В95 в результате возбуждения на нем 10 микроплазменных разрядов со стартовым током 200А и длительностью импульсов 18 мс. Размер по горизонтали около 600 мкм.

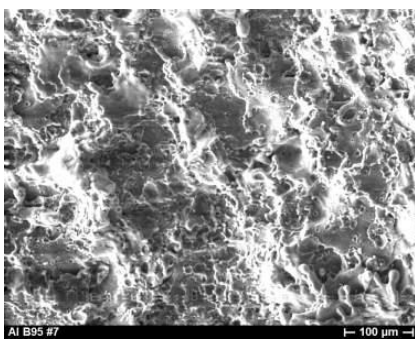


Рис. 17.15 Фотография микрорельефа, сформированного на поверхности образца из алюминиевого сплава В95 в результате возбуждения на нем 10 микроплазменных разрядов со стартовым током 600А и длительностью импульсов 18 мс. Размер по горизонтали около 600 мкм.

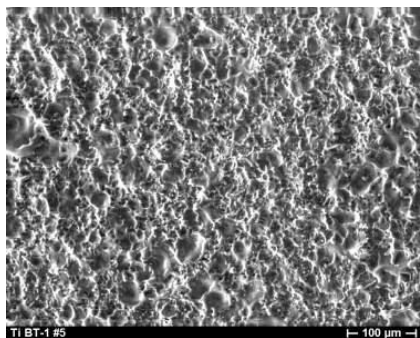


Рис. 17.16 Фотография фрагмента титанового образца (растровый электронный микроскоп JEOL “JSM-5010 LV”). В результате микроплазменной обработки сформирован микрорельеф в виде сплошного переплавленного слоя титана, средняя высота данного выступов составляет около 3 мкм.

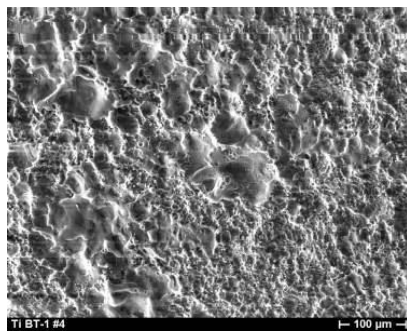


Рис. 17.17 Фотография фрагмента титанового образца (растровый электронный микроскоп JEOL “JSM-5010 LV”). В результате микроплазменной обработки сформирован микрорельеф в виде сплошного переплавленного слоя титана, средняя высота выступов составляет около 5 мкм.

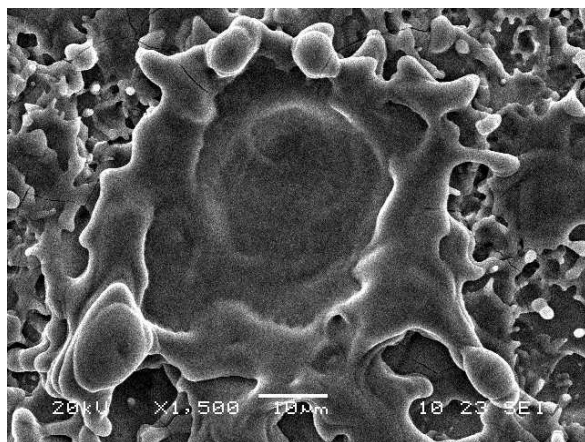


Рис. 17.18 Микрофотография фрагмента титанового образца, полученная в растровом электронном микроскопе JEOL “JSM-5010 LV”. На поверхности образца в результате микроплазменного воздействия образуются микрократеры. Фотография уникального кратера с поперечным размером около 50 мкм, вокруг которого расположено множество разнообразных микрократеров с размерами от 100 нм до 10 мкм.

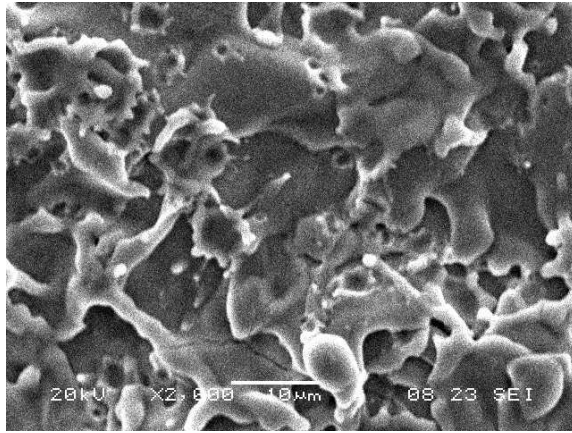


Рис. 17.19 Микрофотография типичного фрагмента титанового образца (получена в растровом электронном микроскопе JEOL “JSM-5010 LV”), на поверхности которого в результате микроплазменного воздействия образуются микрократеры с размерами в широком диапазоне значений от 100 нм до 10 мкм.

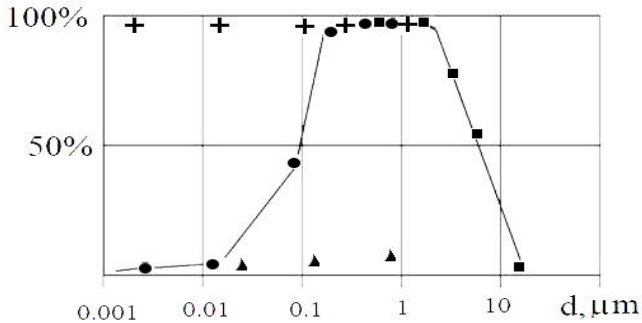


Рис. 17.20 Вероятность возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности титана, покрытого диэлектрической пленкой различной толщиной, при воздействии водородной плазмы с электронной температурой 10 эВ.

Плотность плазмы $n_i = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ \blacktriangle – пленка TiO_2 толщиной $d=(0.02-1)$ мкм на титане с разрывом.

Плотность плазмы $n_i = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ \blacksquare – пленка ZrO_2 толщиной $d=(0.5-20)$ мкм на титане с разрывом

Плотность плазмы $n_i = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ \bullet – пленка TiO_2 толщиной $d=(0.002-1)$ мкм на титане с разрывом.

Плотность плазмы $n_i = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ \oplus – пленка TiO_2 толщиной 1-0.006 мкм без разрывов



Рис. 17.21 Величина микротвердости образцов титана, подвергнутых воздействию 10 импульсов микроплазменных разрядов (МПП) с амплитудами токов в интервале значений 200 А-750 А при длительности импульса 20 мс (красные квадраты) в сравнении с образцами титана без микроплазменной обработки, но прошедшими температурный отжиг при температуре 400°C (черный треугольник - образцы без отжига, или при коротком отжиге в течение 1 мин., черный кружок - при отжиге в течение 60 мин.)

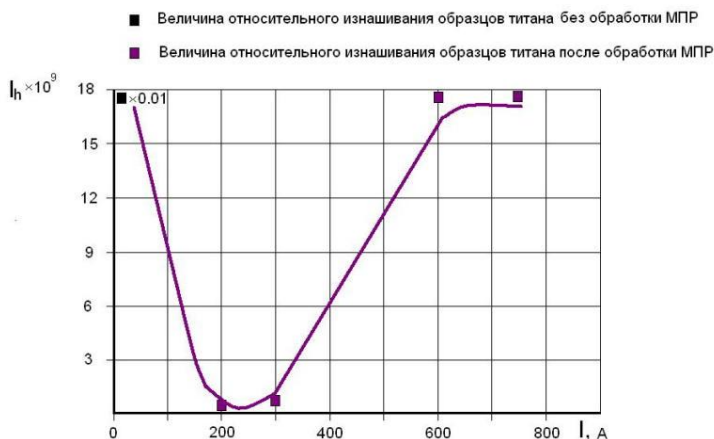


Рис. 17.22 Величина относительного износа I_h образцов титана, подвергнутых воздействию 10 импульсов микроплазменных разрядов (МПП) с амплитудами токов в интервале значений 200А-750А при длительности импульса 20мс (сиреневые квадраты) в сравнении с образцами титана без микроплазменной обработки (черный квадрат).

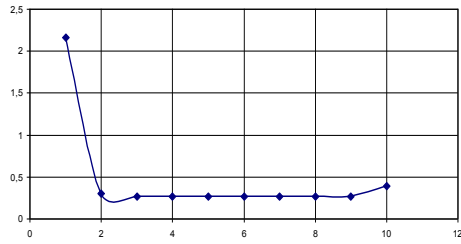


Рис. 17.23 Зависимости интенсивности изнашивания (отн. ед) от давления при работе пары трения с образцом Ti, прошедшим микроплазменную обработку в режиме, близком к оптимальному (ток 300 А, длительность импульса 20 мс, 10 импульсов). По горизонтали – давление в МПа. По вертикали – износ в относительных единицах.

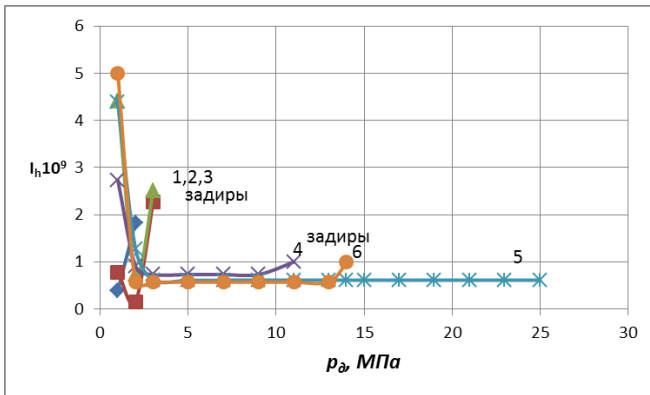


Рис. 17.24 Зависимости $I_n \cdot 10^9$ -интенсивности изнашивания стали 45: 1 – в исходном состоянии, 2 – после отжига, 3, 4, 5, 6 – после отжига и микроплазменного упрочнения соответственно при токах 100, 200, 400 и 650 А

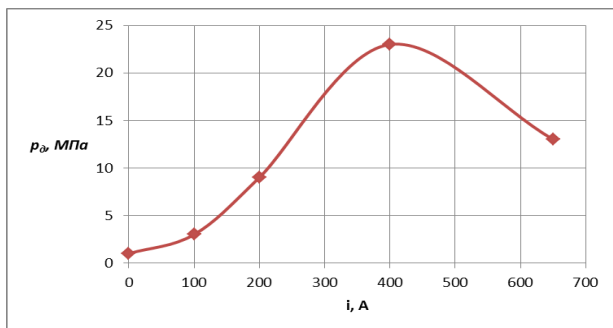


Рис.17.25 Предельно допустимые давления на стандартный образец из стали 45, обработанный микроплазменными разрядами с током 100-600 А.

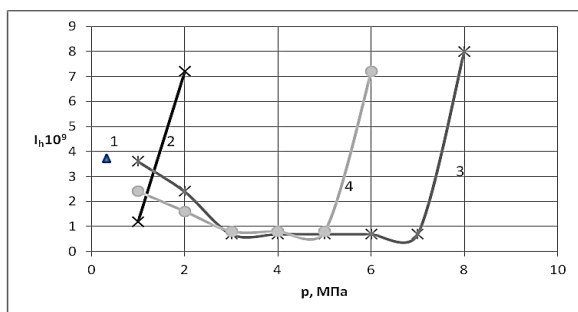


Рис. 17.26 Зависимости $I_h \cdot 10^9$ – интенсивности изнашивания алюминия Д16Т: 1 – в исходном состоянии, 2 – после термического (400°C) отжига, 3 и 4 – после отжига и микроплазменного упрочнения соответственно при токах 110 А и 200 А

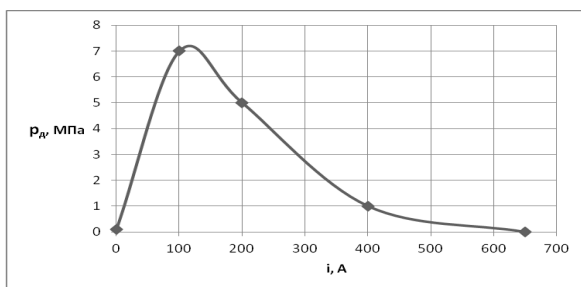


Рис. 17.27 Предельно допустимые давления на стандартный образец из алюминиевого сплава Д16Т при воздействии микроплазменных разрядов с экспоненциально затухающим током от 650 А до 100 А

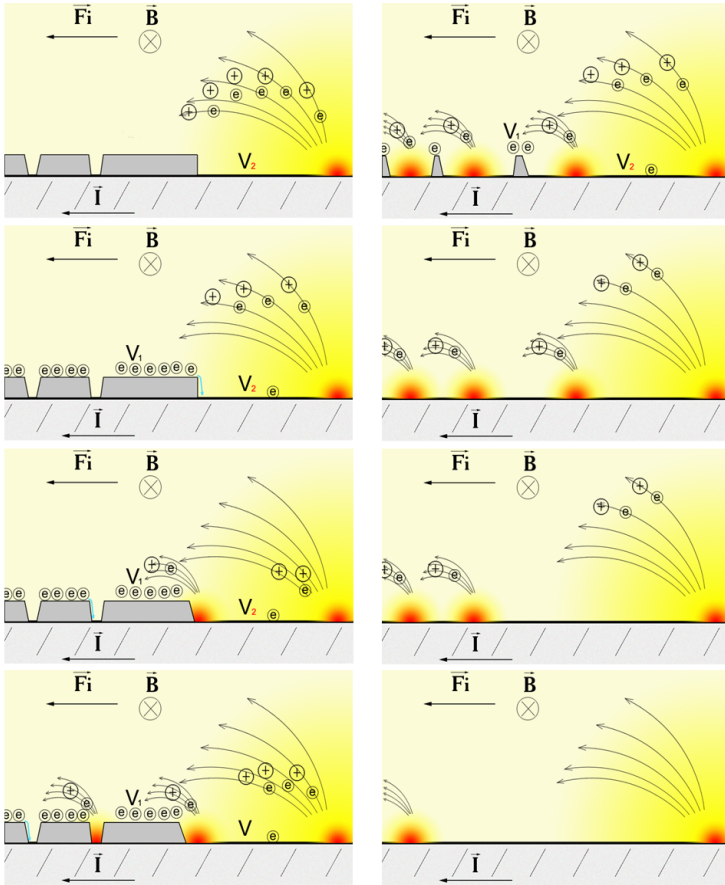
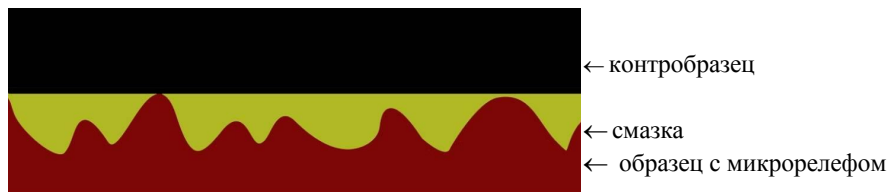


Рис. 17.28 Реконструкция характера распространения микроплазменного разряда по поверхности титана с оксидной пленкой с последовательным накоплением электрического заряда на пленке и возбуждением катодных пятен в местах контакта пленки с металлом. По металлу протекает электрический ток, который создает вблизи поверхности металла магнитное поле. Это магнитное поле, действуя на токонесящую плазму, определяет направление движение плазмы в соответствии с законом Ампера.

Стадия притирки при малых давлениях



Стадия стабильно сниженного трения при средних давлениях



Стадия работы с давлением выше предельного с сильным износом



Рис. 17.29 Реконструкция процесса, приводящего к снижению коэффициента трения на металлах с микрорельефом. Прочный микрорельеф, формируемый на поверхности металлов в результате возбуждения микроплазменных разрядов, представляет собой систему слабо связанных микрократеров. При испытаниях на трение и износ, проводимых всегда с применением смазки, из кратеров смазка не выдавливается. Таким образом, при испытаниях под давлением движение между образцом и контроробразцом не приводит к интенсивному выдавливанию смазки из области соприкосновения поверхности образцов. Это ведет к снижению коэффициента трения, уменьшению износа поверхности образца и повышению предельного давления на образец, выше которого начинается сильный износ материала образца.

Заключение

В монографии представлены физические основы универсального плазменного метода обработки металлов, основанного на новых принципах возбуждения микроплазменных разрядов, способных существенно повышать микротвердость, износостойкость, предельное давление на образцы при триботехнических испытаниях. В результате воздействия последовательности импульсных микроплазменных разрядов на образцы конструкционных металлов и сплавов на основе титана, алюминия и железа на их поверхности формируется сплошной переплавленный слой, характеризующийся упрочненными свойствами металла. При этом упрочняются поверхностные слои металлических изделий со сложной формой поверхности. Экспериментально исследованы режимы воздействия микроплазменных разрядов на металлы, которые приводят к увеличению микротвердости поверхностного слоя образцов в несколько раз, износостойкость и предельное давление увеличиваются на порядок по сравнению с аналогичными характеристиками металлов в исходном состоянии.

Экспериментально и теоретически исследован процесс возбуждения микроплазменных разрядов на металлах, покрытых диэлектрической пленкой толщиной 0.01-10 мкм при взаимодействии с потоком плазмы с плотностью $n_e = (0.1-20) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, электронной температурой $T_e \approx 10 \text{ эВ}$. Показано, что наличие диэлектрической пленки на поверхности металлов снижает порог возбуждения микроплазменных разрядов по плотности плазмы на 3 порядка.

Важно, что прочный микрорельеф, формируемый на поверхности металлов и сплавов в результате возбуждения микроплазменных разрядов, представляет собой систему слабо связанных микрократеров. При испытаниях на трение и износ, проводимых с применением смазки, из образовавшихся кратеров смазка не выдавливается. Экспериментально показано, что при испытаниях под давлением движение между образцом с микрорельефом и гладким контрообразцом не приводит к выдавливанию смазки из поверхности соприкосновения испытуемых образцов. Поэтому формирование такого

прочного микрорельефа ведет к снижению коэффициента трения, уменьшению износа поверхности образца и повышению предельного давления на образец, выше которого начинается сильный износ материала образца.

Микроплазменные разряды на поверхности стоматологических имплантатов формируют также прочный микрорельеф, и, тем самым, увеличивается площадь контакта поверхности имплантата с костной тканью. При этом сформированная в разрядах поверхность имплантатов не подавляет рост костной ткани.

Полученные научные и технические результаты являются перспективными для целевых прикладных исследований, а также для различных инженерных приложений в таких областях науки и техники как материаловедение, технологии обработки металлов, методы создания стойких композитных материалов и их последующего применения как в различных отраслях промышленности, так и в сфере медицины.

Выражаю глубокую благодарность коллегам Коныжеву Михаилу Евгеньевичу, Камоловой Татьяне Ивановне, Куксеновой Лидии Ивановне, Дорофеюк Анне Александровне и Терещенко Максиму Алексеевичу за участие в совместной работе.

Автор Иванов Вячеслав Алексеевич



Иванов Вячеслав Алексеевич

МИКРОПЛАЗМЕННЫЕ РАЗРЯДЫ
ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ, ПРИЛОЖЕНИЯ

Монография

Издается в авторской редакции

Подписано в печать 22.04.2026. Формат 60×84 1/16.
Уч.-изд.л. 19,75. Печ.л. 19,75. Изд. № 011-2 Заказ № 21.
Тираж 100 экз.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Типография НИЯУ МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31.